

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Laboratoire de
Physique Nucléaire Expérimentale

Professeur E. HEER

**UNE MESURE DU POUVOIR D'ANALYSE DU C^{12}
POUR DES PROTONS ENTRE 180 ET 300 MEV,
CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION
($P-C^{12}$) AVEC UN POLARIMÈTRE À CHAMBRES
À ÉTINCELLES.**

THESE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-François RENEVEY

de

Montagny-la-Ville (FR)

THESE No 1472

GENEVE

1968

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Laboratoire de
Physique Nucléaire Expérimentale

Professeur E. HEER

**UNE MESURE DU POUVOIR D'ANALYSE DU C^{12}
POUR DES PROTONS ENTRE 180 ET 300 MEV,
CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION
(P- C^{12}) AVEC UN POLARIMÈTRE À CHAMBRES
À ÉTINCELLES.**

THESE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-François RENEVEY

de

Montagny-la-Ville (FR)

THESE No 1472

GENEVE

1968

La faculté des sciences, sur le préavis du professeur Ernest HEER,
directeur de thèse, et du professeur Charles ENZ, autorise
l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les
propositions qui y sont énoncées.

GENEVE, le 1er juillet 1968

Le doyen: Augustin LOMBARD

THESE No 1472



TABLE DES MATIERES

	page
i. Résumé	i
ii. Remerciements	ii
I. <u>Introduction</u>	1
II. <u>Partie expérimentale</u>	5
II. 1 Polarimètres	5
II. 1. 1 Polarimètres à compteurs	5
II. 1. 2 Polarimètres à chambres à étincelles	6
II. 2 Le polarimètre	8
II. 2. 1 Les chambres à étincelles	9
II. 2. 2 Les chambres à étincelles modulaires	12
II. 2. 2. 1 Assemblage des modules	15
II. 2. 2. 2 Ringage des modules	15
II. 2. 3 Logique électronique	16
II. 2. 4 Eclateurs	19
II. 2. 5 Optique	21
II. 3 Le faisceau de protons	23
II. 3. 1 Faisceau polarisé	23
II. 3. 2 Energie	27
III. <u>Acquisition de données et évaluations des résultats</u>	28
III. 1 Calcul de la polarisation	28
III. 2 Prises de données	31
III. 3 Dépouillement et mesures des photos	32
III. 3. 1 Dépouillement manuel	32
III. 3. 1. 1 Critère de rejet des photos	35
III. 3. 1. 2 Analyse des événements mesurés manuellement	36
III. 3. 2 Dépouillement avec un système automatique	38
III. 3. 2. 1 Analyse des événements mesurés par "LUCIOLE"	39
III. 3. 3 Programmes de sélection et de calcul	42

IV.	<u>Expérience PS</u>	44
IV. 1	Le faisceau de protons	46
IV. 2	Mesure des photos	47
V.	<u>Résultats</u>	48
V. 1	Mesure du parcours des protons dans le graphite	48
V.2	Spectres de protons diffusés	52
V.2.1	Comparaison entre les résultats de l'expérience SC et ceux de l'expérience PS2	52
V. 3	Résultats des mesures de $A(\theta)$	57
V. 3. 1	Estimation des fausses asymétries et discussion des résultats $A(\theta)$	65
V. 4	Utilisation des résultats	67
VI.	<u>Conclusion</u>	68
Annexe 1)	Tableau des coefficients a_{ijk}	
Annexe 2)	Tableau des coefficients b_{mjk}	
Annexe 3)	Sous-programme ATETA (EDIF, EINEL, TETA, PA)	
j.	Liste des références	j.

RESUME

Nous avons conçu et réalisé un polarimètre à protons constitué de chambres à étincelles pour une énergie nominale des protons de 300 MeV. Avec cet appareil, nous avons fait une expérience pour mesurer le pouvoir d'analyse du graphite $A(\theta)$, à des énergies incidentes de 600, 500, 400 et 300 MeV, pour un angle de diffusion compris entre 6 et 35° . Cette expérience a été faite au Synchrocyclotron du CERN. Au cours de cette expérience, nous avons pris environ 1 million de photographies. Seuls les résultats relatifs à l'expérience de 300 MeV sont présentés ici; ces résultats sont basés sur la mesure de 290.000 photos, avec la polarisation positive du faisceau. Ces photos ont été mesurées par le système automatique du CERN, LUCIOLE.

Les résultats de la mesure de $A(\theta)$ sont donnés pour quatre énergies moyennes de diffusion: 180, 210, 240 et 270 MeV; pour chacune de ces énergies, nous avons étudié la valeur de $A(\theta)$ pour trois gammes d'inélasticité de la diffusion : $-10 \leq \Delta E < 10$, $10 \leq \Delta E < 30$, $30 \leq \Delta E < 50$ MeV.

Ces résultats sont regroupés dans un sous-programme ATETA (EDIF, EINEL, TETA, PA) qui permet dans certaines limites le calcul du pouvoir d'analyse (PA) en fonction de l'énergie, de l'inélasticité et de l'angle de diffusion.

Dans une expérience complémentaire, nous avons étudié avec un faisceau non polarisé ayant une dispersion en énergie bien connue ($\Delta E/E \sim 1\%$), le parcours des protons dans le graphite pour plusieurs énergies: 204, 260, 325, 360 et 390 MeV. Avec le même faisceau, nous avons étudié le spectre des protons diffusés, à des énergies comprises entre 180 et 300 MeV.

Tous les calculs relatifs à ce travail ont été faits au centre de calcul du CERN.

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Professeur E. HEER pour tout l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition.

Je remercie Monsieur le Professeur C. ENZ d'avoir accepté de faire partie de mon comité de thèse.

A Monsieur le Professeur D. MAEDER et à son groupe "électronique" va ma reconnaissance pour le développement et la mise au point des circuits électroniques nécessaires à l'expérience et au dispositif de dépouillement manuel.

Je tiens à exprimer ma gratitude à MM. P. EXTERMANN et B. LEVRAT pour les amicales et fructueuses discussions que nous avons eues au cours de ce travail. Je remercie plus particulièrement Monsieur B. LEVRAT pour ses conseils en matière de programmation et d'utilisation des calculatrices

Je remercie Monsieur A. GAUTSCHI de sa collaboration pour la construction du polarimètre et au cours de l'expérience.

A Monsieur C. REVILLARD j'adresse mes remerciements pour son travail lors de l'élaboration des programmes d'analyse.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur R. BAUD qui a surveillé et contrôlé la mesure manuelle de quelques 160.000 photos; je remercie aussi Monsieur F. LEVEQUE pour le travail qu'il a fait dans ce domaine.

Je voudrais dire ma gratitude à Monsieur M. METCALF (Division DD-CERN) pour le travail qu'il a accompli en écrivant les programmes nécessaires à la mesure des photos par "Luciole".

Je remercie les assistants et les diplômants de notre laboratoire qui ont participé à l'expérience.

A tous les membres de la division DD du CERN qui ont collaboré à la bonne marche des mesures avec "Luciole", j'adresse mes remerciements.

Mes remerciements vont également aux membres des services techniques de notre laboratoire ainsi qu'aux mécaniciens de l'Ecole de Physique qui ont participé à la réalisation du polarimètre.

Ce travail a été subventionné par le Fonds National Suisse Pour la Recherche Scientifique.

I. INTRODUCTION

L'étude de certains phénomènes dépendant du spin de la physique des particules élémentaires nécessite, soit la préparation d'états initiaux polarisés (cibles et/ou faisceaux polarisés), soit la mesure de la polarisation de nucléons dans l'état final, ou encore une expérience combinant ces deux méthodes : par exemple, la mesure des éléments de matrice de diffusion nucléon-nucléon.

Il est parfois possible de mesurer un paramètre par différentes méthodes. Ainsi, le paramètre de la polarisation $P_0(0)$ de la diffusion pion-proton peut être mesuré : a) en diffusant les pions par les protons d'une cible polarisée et en mesurant la distribution angulaire des protons pour les deux polarisations de la cible ; on détermine alors l'asymétrie entre ces distributions; b) en diffusant les pions sur une cible d'hydrogène liquide non polarisée, on mesure alors la polarisation des protons de recul. 1,2)

La mesure de polarisation d'un faisceau de nucléons est faite par diffusion sur une cible d'analyse, en mesurant l'asymétrie de la distribution selon deux directions symétriques par rapport à la direction du faisceau.

Rappelons que la polarisation observée lors de la diffusion nucléon-noyau est due à une interaction "spin-orbite" c'est-à-dire à un potentiel traduisant le couplage entre le spin $\vec{\sigma}$ du nucléon et son moment orbital $\vec{L}$ autour du noyau diffuseur.

En omettant le terme de potentiel coulombien, le potentiel d'interaction s'écrit:

$$V = V_C(r) + \vec{\sigma} \cdot \vec{L} V_S(r)$$

où V_C est le potentiel complexe à forces centrales et V_S le potentiel "spin-orbite" également complexe.

Un tel potentiel était déjà introduit dans le modèle en couches de Mayer et Jensen 25); ceci permettait d'expliquer la polarisation observée lors de diffusions à basses énergies ($E_{\text{dif}} < 50$ MeV).

Fermi 26) a montré qu'un tel potentiel pouvait, pour des diffusions nucléons-noyaux à quelques centaines de MeV, rendre compte des phénomènes de polarisation observés lors d'expériences à de telles énergies.

La mesure de polarisation par diffusion entraîne une diminution non négligeable d'intensité et a l'inconvénient d'être très sensible aux défauts d'appareillage. 3)

Ces dernières années, à cause de ces difficultés, la tendance était de remplacer, chaque fois que la chose était possible, la mesure de la polarisation par diffusion par une mesure directe de distribution angulaire des protons diffusés par une cible de protons polarisés. Il faut remarquer cependant qu'il n'est pas toujours possible de travailler avec une telle méthode seulement. Dans certains cas, il est toutefois nécessaire de mesurer la polarisation du proton diffusé ou celle du proton de recul. Ceci est particulièrement vrai lors de la détermination de paramètres dépendant des polarisations initiales et finales, comme par exemple certains éléments de la matrice de diffusion nucléon-nucléon. 4,5)

Ainsi, le paramètre de dépolarisation D_{nn} peut être obtenu par la mesure de la polarisation soit du proton de recul si le faisceau n'est pas polarisé et la cible polarisée, soit du proton diffusé si le faisceau est polarisé et la cible ne l'est pas.

Dans les deux cas, la polarisation de la cible ou du faisceau peut être positive $+|\vec{Z}|$ ou négative $-|\vec{Z}|$. Une telle mesure a d'ailleurs été faite dans notre laboratoire avec le polarimètre que nous décrivons dans cet article. 6)

De même, la mesure d'une polarisation peut intervenir dans le cas de la détermination des paramètres α, β, γ d'une désintégration non-leptonique des hyperons. D'autre part, les expérimentateurs ne disposent pas de cibles de neutrons polarisés et cela les oblige, dans certaines expériences, à mesurer des polarisations de nucléons. Ainsi donc, malgré l'apparition de la cible de protons polarisés, la mesure de polarisation par diffusion garde sa valeur.

Rappelons que la détermination de la polarisation est basée sur la mesure de l'asymétrie de la distribution des protons après la diffusion d'analyse.

Cette asymétrie est liée à la section efficace différentielle de diffusion 22):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi, E_i, E_f)\right)_P = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_0 (1 + P \cdot A(\theta, E_i, E_f) \cdot \cos\phi)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_P$ est la section efficace différentielle de diffusion à l'angle θ d'un faisceau de polarisation P .

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_0$ est la section efficace différentielle de diffusion à l'angle θ pour un faisceau non-polarisé ($P=0$).

$A(\theta, E_i, E_f)$ est le pouvoir d'analyse du matériel utilisé comme cible d'analyse, pour l'angle θ , pour une énergie incidente E_i (sur cette cible) et pour une énergie E_f après la diffusion.

P est la polarisation du faisceau à analyser.

ϕ est l'angle entre la direction de la polarisation et $\hat{n}$, la normale au plan de diffusion (Fig. 1). Ce plan est défini par $(\vec{k}, \vec{k}')$, vecteurs unités parallèles à $(\vec{p}, \vec{p}')$ impulsions des protons avant $(\vec{p})$ et après la diffusion $(\vec{p}')$, et $\vec{n} \equiv \vec{k} \times \vec{k}'$.

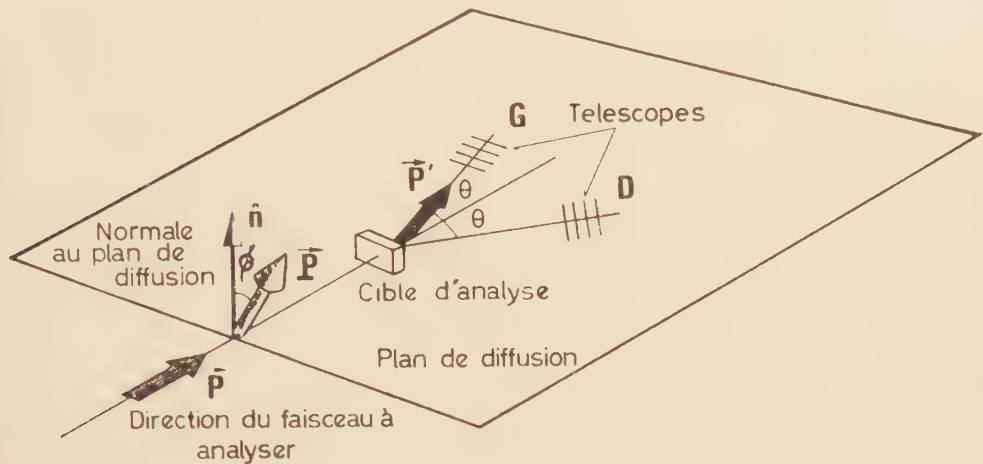


Fig. 1

Si l'on tient compte de la convention de Bâle ⁷⁾ relative au signe de la polarisation, on aura :

$$N_G(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_0 (1 + P.A. |\cos \phi|)$$

$$N_D(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_0 (1 - P.A. |\cos \phi|)$$

où N_G et N_D sont respectivement le nombre de particules diffusées à gauche et à droite, par rapport à leur direction initiale, dans la direction $\pm\theta$.

L'asymétrie est définie comme :

$$\epsilon = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D} = P.A.$$

dans le cas où $\phi = 0^\circ$ et 180° .

Cette dernière relation n'est vraie qu'en l'absence de toute asymétrie instrumentale.

Ainsi, connaissant $A(\theta, E_i, E_f)$ et mesurant ϵ , il est possible de déterminer P .

Le matériel le plus fréquemment utilisé comme cible d'analyse est le graphite. En effet, le C^{12} possède un pouvoir d'analyse assez élevé, particulièrement entre 100 et 300 MeV pour une gamme d'angles compris entre 5 et 25 degrés.

Ce matériel étant d'un usage assez facile, il a déjà été souvent utilisé comme cible d'analyse. Il existe donc un grand nombre de résultats de calibration. V.Z. Peterson⁸⁾ a rassemblé toutes les données pour une gamme d'énergies de diffusion allant de 95 à 730 MeV. Cependant, ces résultats proviennent d'expériences faites avec des compteurs et les courbes données sont des courbes relatives soit à des diffusions élastiques, soit à des diffusions élastiques et inélastiques. Dans ce cas, seuls interviennent les premiers niveaux excités du C^{12} : 4,4 9,6 MeV. Il n'existe que très peu de résultats expérimentaux relatifs à des diffusions inélastiques mettant en jeu des énergies d'excitation très élevées (voir réf. 8).

Avec l'utilisation des chambres à étincelles, il est nécessaire de disposer de courbes non plus intégrales mais différentielles selon l'inélasticité, chaque événement étant individualisé.

A notre connaissance, il n'existait jusqu'à maintenant qu'une seule étude⁹⁾ faite avec des chambres à étincelles et ceci pour des protons d'énergie comprise entre 440 et 640 MeV. Dans cette expérience, cependant, la détermination de l'élasticité des diffusions semble avoir posé de sérieux problèmes; on peut lire en effet dans l'article mentionné : *

"Il n'a pas été possible d'estimer l'élasticité de la diffusion en utilisant le parcours à cause du comportement complexe de la plupart des protons avant leur arrêt (seuls 2 % des protons traversent l'épaisseur de graphite correspondant à leur énergie et seuls 10 % des protons atteignent la dernière chambre sans faire de diffusion) (.....) Nous avons donc inclus (dans les résultats) les contributions de tous les canaux inélastiques qui pouvaient ressembler à une diffusion élastique proton-carbon".

Il nous a paru utile de procéder à une nouvelle étude de la diffusion p- C^{12} et à la mesure du pouvoir d'analyse du graphite avec un polarimètre à chambres à étincelles. Cette étude a été faite pour des énergies de diffusion comprises entre 180 et 300 MeV.

Dans une expérience complémentaire, nous avons étudié le parcours dans des chambres à étincelles à plaques de graphite de protons d'énergie incidente variant entre 204 et 390 MeV.

*

"No attempt was made to estimate the elasticity of scattering by range because of the complex behavior of most protons before stopping. (Only 2 % of the protons traversed their appropriate range without interacting; and only 10 % of the protons reached the back chamber without scattering). (.....) Thus we include the contribution of all inelastic channels which may resemble elastic proton-carbon scattering. "

II. PARTIE EXPERIMENTALE

II. 1 POLARIMETRES

II. 1.1 POLARIMETRE A COMPTEURS

Ce type de polarimètre est constitué d'une cible d'analyse (souvent un bloc de graphite) et de télescopes de compteurs disposés symétriquement de part et d'autre de l'axe du faisceau à analyser. (Fig. 1).

Le principal avantage de ce dispositif est de fournir rapidement des résultats. Il suffit en effet de relever le nombre d'impulsions accumulées dans les échelles.

Cependant un polarimètre de ce type présente des inconvénients non négligeables: il est sensible aux erreurs d'alignement des compteurs, aux différences d'efficacité des compteurs, ainsi qu'à l'inhomogénéité du faisceau à analyser. On essaie de palier à cet inconvénient soit en permuttant les télescopes de compteurs par rotation de 180° autour de l'axe du faisceau à analyser, soit en inversant la polarisation du faisceau primaire plusieurs fois au cours de l'expérience.

L'angle solide soustendu par les compteurs de télescopes est d'autant plus petit que l'on désire une meilleure définition des angles θ et ϕ . Pour avoir un faisceau de faible divergence angulaire, il peut être nécessaire de placer un collimateur avant le dispositif d'analyse. Mais cela entraîne une diminution du taux de comptage. De plus, il faut encore que le spectre d'énergie du faisceau à analyser soit étroit.

II.1.2. POLARIMETRE A CHAMBRES A ETINCELLES

Ce type de polarimètre est constitué d'une suite de chambres à étincelles. Il comprend généralement une ou plusieurs chambres qui permettent de déterminer la direction du faisceau à analyser, et une ou plusieurs chambres à plaques de graphite. Elles peuvent être suivies de chambres qui permettent de mesurer avec précision la direction de diffusion et le parcours des particules (Fig. 2.B). Les chambres de graphite peuvent aussi être à la fois chambres d'analyse et d'arrêt (Fig. 2.A).

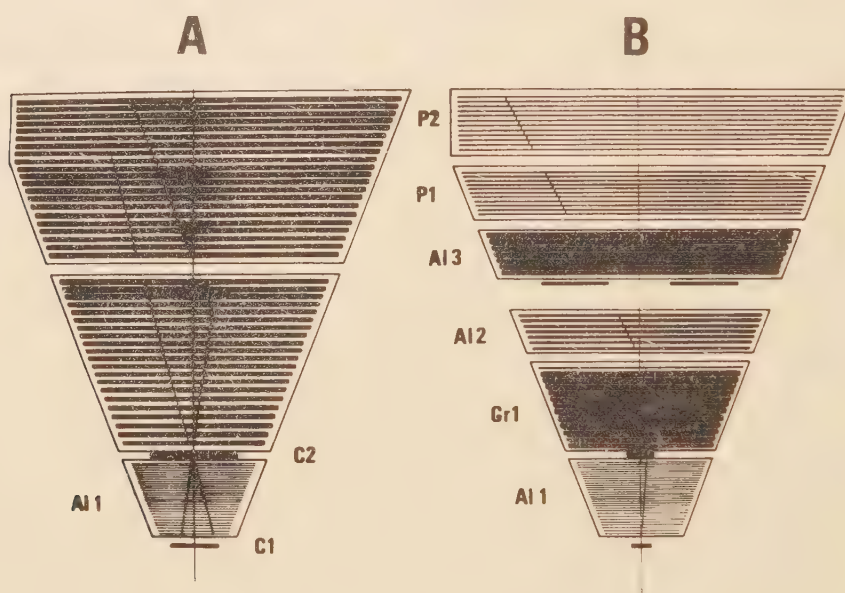


Fig. 2

Les chambres à étincelles offrent l'avantage d'"individualiser" le proton qui a déclenché le détecteur. L'angle θ et l'angle azimutal ϕ peuvent alors être mesurés pour les protons ayant subi une diffusion. On peut aussi déterminer les positions du point d'interaction et du point d'arrêt.

Un autre avantage considérable des chambres à étincelles par rapport aux systèmes ne comprenant que des télescopes à compteurs est le grand angle solide d'acceptance. De plus, il est possible de travailler avec des faisceaux à analyser ayant une grande divergence angulaire, ainsi qu'un spectre d'énergie assez large. Cependant, dans le cas de chambres à étincelles photographiques, la vitesse d'acquisition des données est limitée par les temps morts des chambres et du dispositif de prises de vue.

Deux modes de déclenchement peuvent être envisagés :

a) le déclenchement est fait pour chaque proton entrant dans le polarimètre, Fig. 2A. Dans ce cas, il n'est pas certain que le proton fasse une diffusion. Cela entraîne un grand nombre de déclenchements, donc de photographies dont 90 % environ ne montrent pas de diffusion. Cette méthode est applicable à un faisceau ayant une large distribution angulaire ou énergétique ou encore à l'étude des événements rares (par exemple : mesure de la polarisation d'un proton issu de la désintégration d'un Λ). Le temps mort du dispositif n'étant pas limitatif, on cherche alors à obtenir un rendement maximum en accumulant le plus d'informations possibles. Dans ce cas, le polarimètre est constitué de chambres à plaques de graphite, celui-ci étant en quantité suffisante pour arrêter les protons d'énergie maximum. Il arrive parfois que la diffusion soit très proche du point d'arrêt; il est alors difficile de mesurer avec exactitude les angles θ et ϕ .

b) Le déclenchement est fait uniquement pour des protons ayant diffusé, Fig. 2B

Pour cela, la quantité de graphite doit être inférieure à celle nécessaire pour arrêter les protons. L'arrêt se fait dans des chambres suivant celle de diffusion; des compteurs placés entre celle-ci et les chambres d'arrêt sélectionnent les protons ayant diffusé dans la gamme d'angles déterminée par ces compteurs. Pour améliorer la précision de la mesure de l'angle de diffusion, on peut mettre après la chambre de graphite une ou plusieurs chambres à plaques minces. Remarquons que ce type de déclenchement présente comme le polarimètre à télescope l'inconvénient d'être sensible aux différences d'efficacité des compteurs détectant les protons diffusés. Il est donc nécessaire pour pallier à cet inconvénient d'inverser la polarisation du faisceau primaire au cours de l'expérience.

Nous verrons plus loin (III.2) qu'il est possible d'éliminer les asymétries géométriques.

Le polarimètre que nous avons conçu et réalisé peut être utilisé selon les deux méthodes. Sa construction en unités modulaires permet de combiner différents types de chambres et de compteurs selon les exigences de l'expérience.

Pour l'expérience décrite ici, la configuration du polarimètre était celle qui ne comprend qu'une seule chambre de graphite et une logique électronique devant sélectionner les diffusions. Cette configuration est celle qui convient pour des expériences de diffusion nucléon-nucléon ou méson-nucléon.

Remarquons encore qu'après cette expérience, le polarimètre a été équipé pour être utilisé dans une expérience qui se propose de mesurer le paramètre β de la désintégration de l'hypéron Λ .¹⁰⁾ Pour cette expérience, on travaille sans déclenchement sur les diffusions de protons et avec une garniture de graphite telle que le proton s'arrête dans les chambres de graphite.

II. 2 LE POLARIMETRE

L'ensemble de notre polarimètre se présente de la manière suivante :

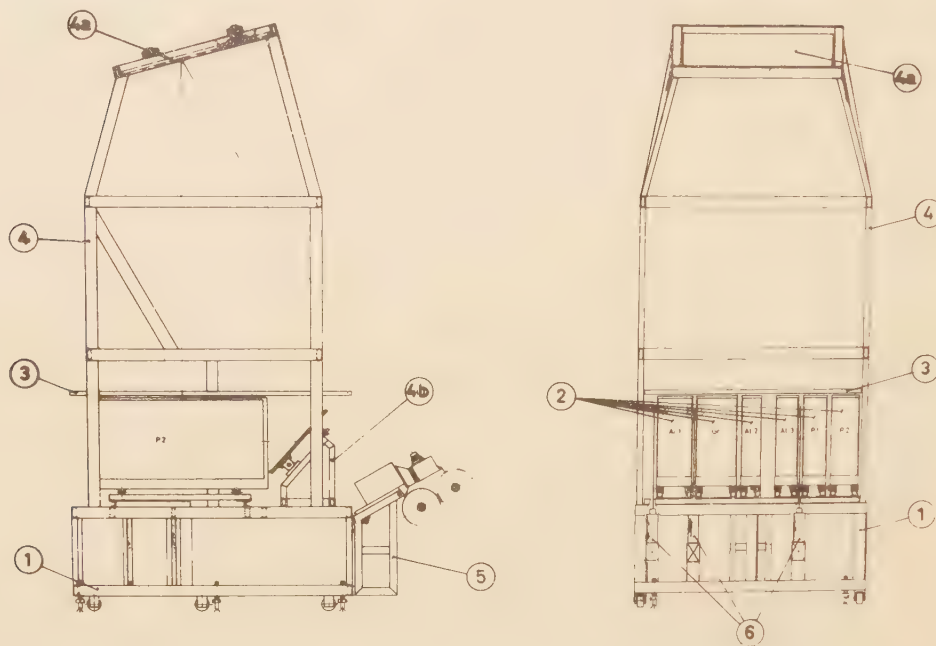


Fig. 3

- 1) Le bâti principal, monté sur roulettes permettant de le mettre aisément en place et un système de vérins pour mettre l'ensemble de niveau.
- 2) les chambres à étincelles modulaires (modules).
- 3) les prismes et leur support.
- 4) a) Le miroir supérieur et son support;
b) le miroir latéral et son support.
- 5) La caméra de prise de vue et son support, ainsi qu'une caméra de télévision de contrôle.
- 6) Les compteurs.

II. 2. 1 LES CHAMBRES A ETINCELLES

Celles-ci sont faites selon un principe modulaire :¹¹⁾ chaque chambre est indépendante des autres, le procédé de fabrication est identique pour chacune .

Comme on peut le voir sur la Fig. 4, les chambres sont disposées de la manière suivante :

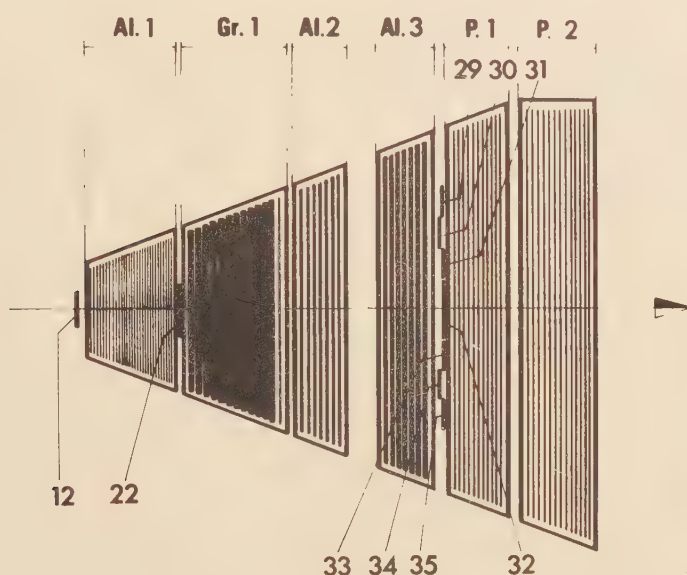


Fig. 4

a) Une chambre appelée Al.1 : qui sert à déterminer la direction du proton incident. Cette chambre a des plaques constituées de feuilles d'aluminium de 0.02 mm d'épaisseur tendues sur des cadres d'acier de 2 mm. d'épaisseur.

b) La chambre Gr.1 qui est la chambre dans laquelle doit avoir lieu la diffusion : les plaques de cette chambre sont des plaques de graphite recouvertes de feuilles d'aluminium de 0.02 mm. Le système de fixation des plaques a été prévu de telle manière que chaque plaque est fixée indépendamment des autres. Cette chambre peut ainsi être équipée, facilement, d'un nombre variable de plaques de graphite : la garniture de base comprend 25 plaques de 5 mm d'épaisseur représentant une densité superficielle de 21.4 g/cm^2 .

Il est possible aussi d'ajouter des plaques de graphite intersticielles : il suffit alors de connecter différemment un certain nombre de plaques pour former une nouvelle séquence : masse-HT, masse- etc. avec deux plaques successives au même potentiel. C'est entre ces deux plaques que se glisse la plaque de graphite supplémentaire (Fig.5). On obtient ainsi 12 plaques de 15.5 mm d'épaisseur + 1 plaque de 5 mm ; ce tout représentant $32,83 \text{ g/cm}^2$. La configuration minimum serait celle ne comprenant qu'une seule plaque de 5 mm, soit $0,85 \text{ g/cm}^2$.

c) et d) Chambres dites Al.2 et Al.3 : qui ont pour but de montrer la direction du proton diffusé. Ces chambres sont de même constitution que Al.1.

e) et f) sont les chambres P1 et P2 ou chambres d'arrêt. Ces chambres sont constituées de plaques de graphite de 5 mm d'épaisseur pour P1 et de plaques d'aluminium de 5 mm d'épaisseur pour P2.

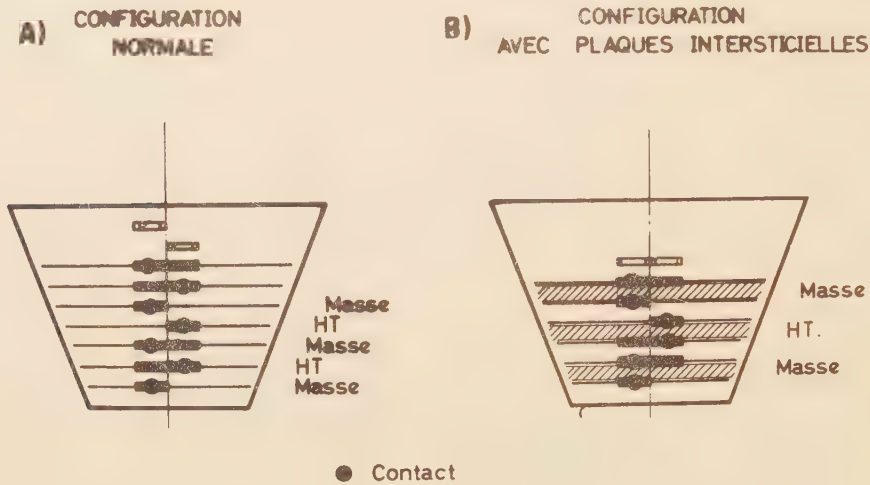


Fig. 5

Le tableau suivant complète ce qui précède :

Chambres	Al.1	Gr.1	Al.2, Al.3	P1	P2
Plaques	2 feuilles Alu. 0.01 mm. sur cadre acier	Graphite	2 feuilles Alu. 0.02 mm sur cadre acier	a) graphite b) Alu.	Alu.
épaisseur	2 mm	5 (5.5)*	10	5	5
nombre	29	1 à 25 (12) *	7	a) 7 b) 4	13
Interplaque	6 mm	6 mm	8 mm 10 mm	10 mm	10 mm
hauteur(mm)	420	540	540	540	540
largeur min (mm)	175	386	631 815	931	1032
largeur max (mm)	346	588	714 907	1026	1100
équivalent graphite g/cm ²	0,28	0,85 à 32,83	0,18 0,18	11,17	15,93

* plaque intersticielle.

Avec un tel dispositif et pour des protons d'énergie initiale de 300 MeV, la résolution en énergie est de 5 MeV. La possibilité de modifier aisément le nombre des plaques de graphite de la chambre Gr 1 permet d'avoir pour notre dispositif une gamme d'énergie acceptable prévue de 110 à 300 MeV.

En plaçant un nombre de plaques différent dans la chambre Gr1, il est possible d'étudier la diffusion (P - nucléon) pour des angles de 16 à 52 degrés (LAB) pour une énergie initiale de 300 MeV, ou pour des angles plus élevés à des énergies initiales plus grandes.

D'autre part, en plaçant dans P1 et P2 des plaques de Cu par exemple, il est possible de travailler à des énergies plus élevées. Il faut cependant remarquer que le pouvoir de résolution en énergie du système serait alors moins bon.

Pour l'expérience décrite ici, nous avons utilisé la chambre Gr1 avec sa configuration maximum soit $32,83 \text{ g/cm}^2$ de graphite réparti en 12 plaques de 15.5 mm et 1 plaque de 5 mm.

II. 2. 2 CHAMBRES A ETINCELLES MODULAIRES

Bien que nous ayons déjà décrit brièvement ces chambres dans un précédent article ¹¹⁾, nous reprenons ici cette description d'une manière plus complète.

Pour la réalisation de ces chambres, nous avons tenu compte des éléments suivants :

- a) simplicité de construction : pas d'usinage long et précis, possibilité de fabrication rapide et en série;
- b) l'ensemble du polarimètre doit pouvoir être approché au maximum du faisceau primaire dans le cas par exemple d'une expérience de diffusion nucléon-nucléon;
- c) symétrie des chambres par rapport à l'axe du polarimètre pour le cas où l'on désire placer celui-ci dans une position symétrique par rapport au faisceau primaire;
- d) il doit être possible de photographier les traces par-dessus et de côté;
- e) possibilité de modifier aisément l'intérieur de la chambre: nombre ou nature des plaques par exemple.

Nous avons réalisé nos chambres de la manière suivante (Fig. 6) .

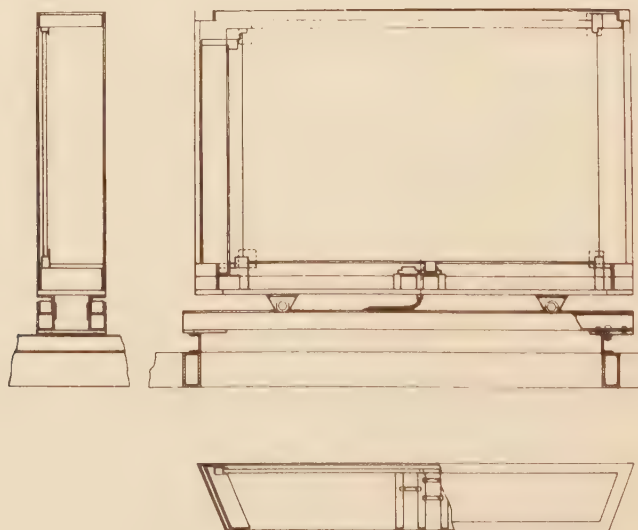


Fig.6

Chaque module est constitué par :

- 1) une plaque de base trapézoïdale (forme imposée par les points b) et c), en aluminium soudé. Cette base porte sur sa partie supérieure les prises THT et de masse des plaques, les supports en plexiglas et téflon des plaques et sur sa partie inférieure l'arrivée des câbles, les galets qui permettent de glisser en place le module assemblé, ainsi que les arrivées et départ de gaz dont est rempli le module pendant l'expérience. Dans le but de faciliter l'alignement optique des modules, nous avons fraisé d'étroites rainures dans les plaques de base.
- 2) un couvercle en profil d'aluminium soudé. Cet ensemble forme un prisme trapézoïdal qui est recouvert d'une feuille de polyester de 0.05 mm d'épaisseur collée au profil.

La Fig. 7 montre un module assemblé.

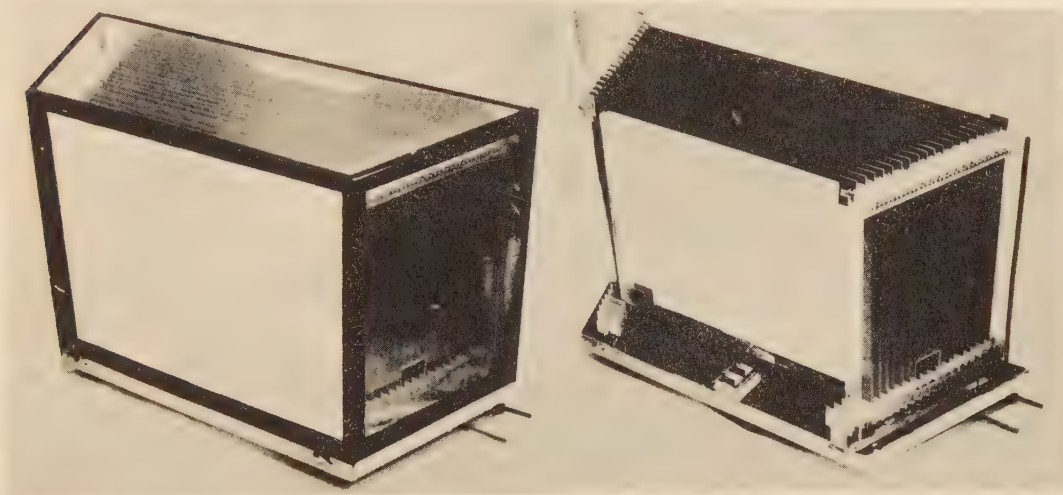


Fig. 7

Les différentes plaques ou cadres sont, sauf pour les plaques d'aluminium pleines, recouvertes d'aluminium. Le processus de revêtement est le suivant : le cadre d'acier ou la plaque de graphite à recouvrir ont tout d'abord été usinés de manière à arrondir les angles. Le cadre ou la plaque est ensuite déposé sur une feuille d'aluminium préalablement tendue entre deux cadres en profil d'aluminium soudé. Ceux-ci ont des dimensions plus grandes (50 à 60 mm) que le cadre à recouvrir. On coule ensuite le long de ce cadre, à l'aide d'une pipette, une petite quantité de colle autopolymérisante type Araldite. Le tout est placé dans un four porté à une température telle que le durcissement de la colle soit assez rapide et que, par le jeu des différences de dilatation, une bonne tension

de la feuille d'aluminium soit assurée. La feuille d'aluminium est alors exempte de plis. L'autre côté de la plaque ou cadre est recouvert de la même façon. On découpe ensuite les feuilles d'aluminium et après avoir enlevé les bavures de colle, on recouvre le bord de la plaque avec de la bande isolante adhésive, celle-ci débordant de 15 mm environ sur chaque face. (Fig. 8).

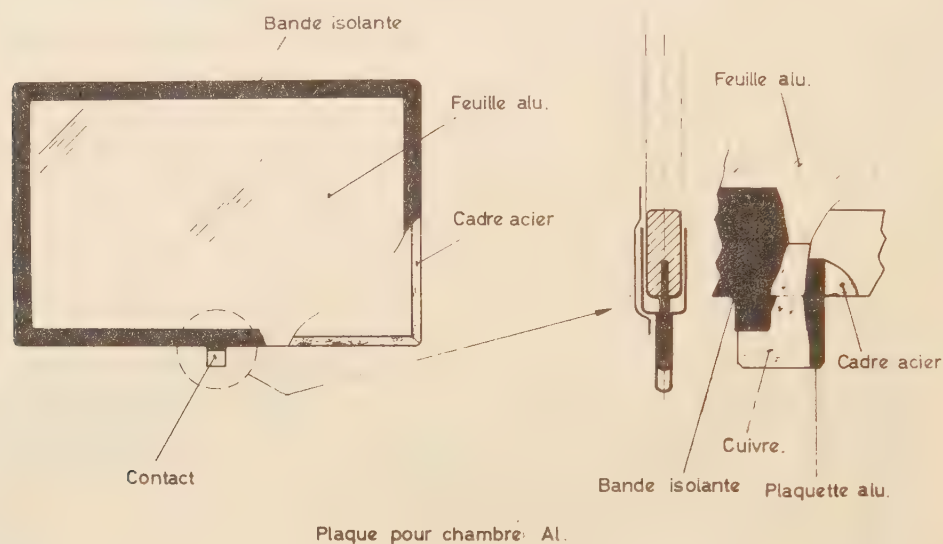


Fig. 8

Une languette, fixée à la plaque à 30 mm. de l'axe vertical assure le contact électrique. Cette languette s'insère dans le contacteur fixé à la plaque de base du module. Ces contacteurs sont des contacteurs pour circuit imprimé à 6 contacts, (type UMD, CC6). Ils sont fixés sur des supports en plexiglas vissés à la plaque de base du module. Pour éviter des claquages lors des impulsions de THT, de l'élastomère a été coulé autour des contacteurs, après que les câbles amenant la THT ont été soudés.

II. 2. 2. 1 ASSEMBLAGE DES MODULES

L'assemblage des modules se fait de la manière suivante : chaque plaque est mise en place, la languette de contact insérée dans le contacteur, puis fixée individuellement par ses 4 coins avec des supports de plexiglas et téflon. De cette façon, lorsque toutes les plaques sont en place, il est facile de contrôler la bonne disposition des plaques et la qualité des contacts électriques. Le couvercle est mis en place et le joint entre celui-ci et la base est fait avec une bande isolante adhésive. En utilisant les propriétés thermodéformables de ces bandes, on assure une excellente étanchéité.

II.2. 2. 2 RINCAGE DES MODULES

Chaque module est relié au système de distribution de gaz, dès sa mise en place dans le polarimètre. Pour éviter toute surpression, une soupape est placée à la sortie de chaque module; celle-ci est constituée d'un barboteur de verre contenant de l'huile silicone. Si la pression est supérieure à environ 10 mm d'huile, le gaz s'échappe par la soupape.

Le dispositif d'alimentation en gaz est placé hors de la zone expérimentale, à côté de l'ensemble électronique. Il est relié au polarimètre par 2 tuyaux de polyéthylène de 250 mm² de section. On peut ainsi contrôler le débit de gaz au départ et au retour. Nous avons constaté que, pour une chambre qui n'a pas encore été rincée, il faut renouveler 4 à 5 fois le volume intérieur pour qu'une efficacité soit convenable. Par la suite, et après un arrêt, même de plusieurs jours, un rinçage rapide (2 à 3 fois le volume) est suffisant si la chambre n'a pas été ouverte.

Pendant le fonctionnement, un débit de 1 litre/minute est maintenu pour l'ensemble des chambres.

II. 2. 3 LOGIQUE ELECTRONIQUE

Pour limiter les déclenchements des chambres à des événements de diffusion seulement, nous avons introduit une logique électronique constituée par les compteurs suivants (Fig. 9) :

(12, 22 (29 ou 30 ou 31) ou (33 ou 34 ou 35), $\overline{32}$)

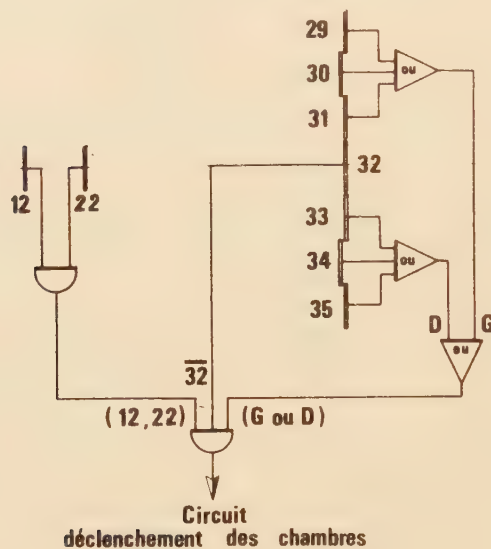


Fig. 9

La position et les dimensions de ces compteurs ont été choisies de manière à ce que le proton diffusé dans G_{π} reste dans les limites géométriques des chambres P1 et P2.

Ces compteurs étaient des scintillateurs plastiques de 4 mm ou 6 mm d'épaisseur, collés à des guide-lumière de plexiglas poli.

Pour détecter les protons diffusés, nous avons préféré 6 compteurs à un seul et ceci pour les raisons suivantes : le but de cette expérience étant la mesure du pouvoir d'analyse du graphite à plusieurs énergies de diffusion et pour une gamme d'angles assez grande (3° à 35° valeurs extrêmes), il nous a paru nécessaire de disposer du mode de déclenchement permettant de compenser la section efficace de diffusion (p-C).

Le déclenchement 1 comprenait le dispositif suivant :

(12, 22, $\overline{32}$, (G = 29 ou 30 ou 31) ou (D = 33 ou 34 ou 35))

Il permettait d'observer des diffusions à des angles compris entre 3° et 35° .

Le déclenchement 2 utilisait :

(12, 22, $\overline{32}$, (G= 29 ou 30) ou (D= 34 ou 35))

Ce mode couvrait la gamme d'angles allant de 9° à 35° .

Le déclenchement 3 avait quant à lui :

(12, 22, $\overline{32}$, G = 29 ou D = 35)

Les angles possibles avec un tel arrangement étaient de 18° à 35° .

Le compteur 32 en anticoincidence limite le nombre de traces dues au faisceau non diffusé, sur des déclenchements provoqués par des coïncidences fortuites entre (12, 22) et un des compteurs (29, 30, 31) ou (33,34, 35).

Les dimensions des compteurs étaient les suivantes :

Compteurs	Dimensions (mm)
29,35	120 × 300 × 6
30,34	100 × 210 × 6
31,33	83 × 130 × 6
32	150 × 350 × 4
22	115 × 350 × 4
12	100 × 350 × 4

Pour éviter des espaces entre les compteurs, nous avons placé ceux-ci de façon à ce qu'ils se recouvrent sur 10 mm.

Chacun des ensembles scintillateur-guide-lumière était monté sur un photomultiplicateur 56 AVP.

Toute l'électronique utilisée (type CLR/A) : tête de compteur, amplificateur, circuit de coïncidence, etc... a été étudiée, développée et réalisée dans notre laboratoire.¹²⁾

Il s'agit d'une électronique du type logique à couplage direct travaillant dans le domaine de la nanoseconde.

La Fig. 10 donne le schéma électronique complet de notre expérience.

Pour éviter de fausses asymétries dues à l'électronique, chacun des compteurs (29 à 35) a été testé avec sa chaîne électronique (amplificateur, etc...), pour que chaque canal ait la même efficacité électronique.

Pour ce test, les compteurs (C) étaient placés successivement dans le faisceau direct, entre deux petits scintillateurs (A,B) (10x100x5), en coïncidence. La Fig. ci-dessous montre la disposition géométrique des compteurs lors de ce test. La distance (22,C) était celle qui correspondait à la distance entre ces compteurs en place dans le polarimètre.



Les taux (ABC), (AB) et (12,22,C)=(2,C) étaient mesurés.

Les seuils des différentes composantes de la chaîne électronique ainsi que les retards étaient ajustés pour que le rapport ABC/AB soit égal à 1.

Puis, pour chacune des paires (29-35), (30-34) et (31-33), le rapport (2,29)/(2,35), etc... a été calculé :

$$\begin{aligned} (2,29)/(2,35) &= 0,998 \pm 0,017 \\ (2,30)/(2,34) &= 1,005 \pm 0,017 \\ (2,31)/(2,33) &= 1,008 \pm 0,014 \end{aligned}$$

Dans les limites statistiques, il n'apparaît pas manifestement de fausse asymétrie due à l'électronique ou au rendement des compteurs.

En calculant le rapport (GE/DE), données brutes des échelles, il est possible de contrôler si l'efficacité électronique varie au cours d'une série de films, à une énergie donnée. Nous avons fait ce calcul et là encore, dans les limites statistiques, il n'apparaît pas de variations d'efficacité.

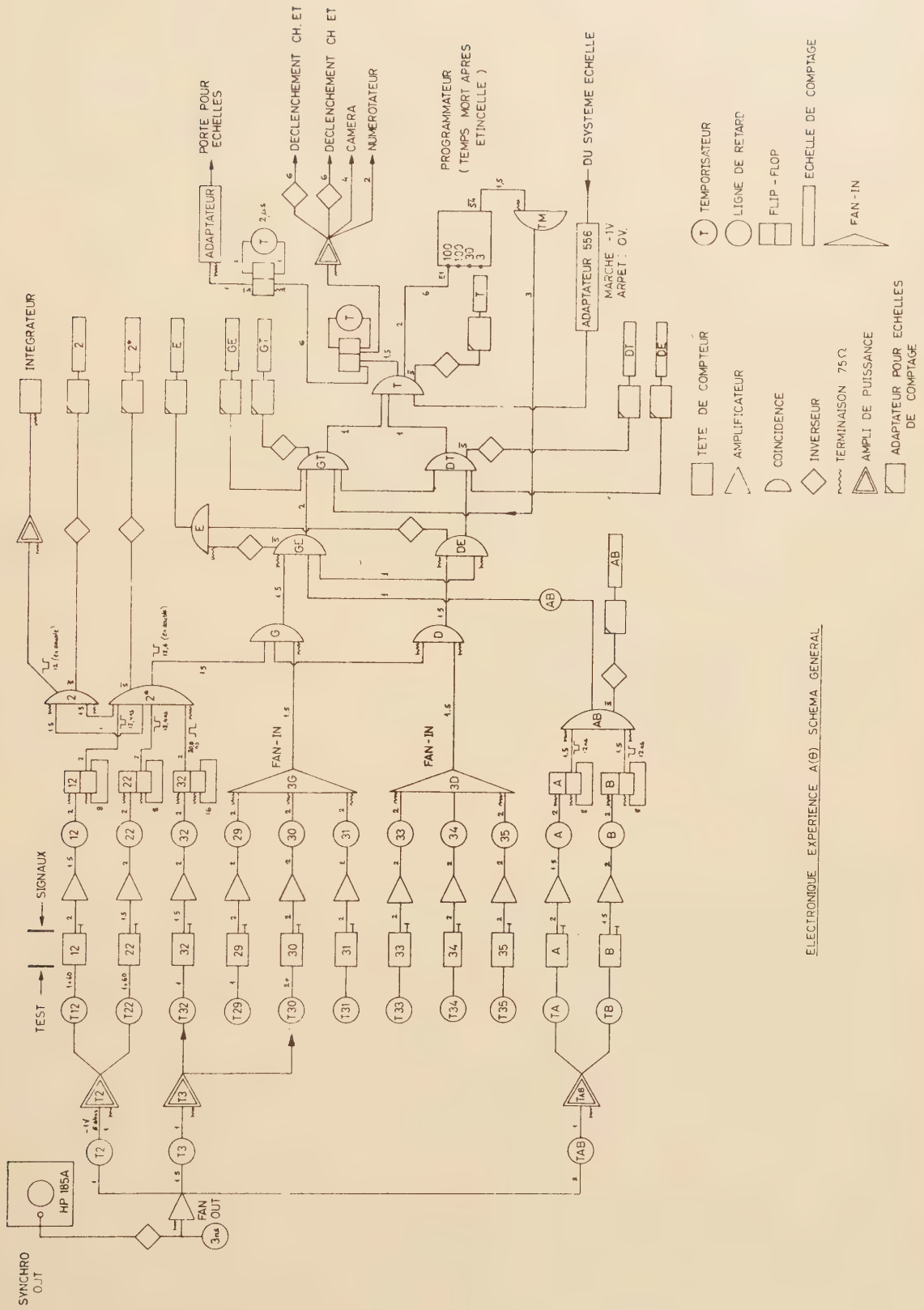


Fig. 10

II. 2. 4 ECLATEURS

Le dispositif de déclenchement des chambres est constitué par un déclencheur classique à tubes EFP 60 et thyatron qui fournit une impulsion de 6 kV avec un temps de montée de ~ 30 ns, le temps de transit étant de 100 ns; et d'un éclateur fonctionnant sous pression d'azote (0,7 atm). Cet éclateur (Fig. 11) a également été étudié et réalisé dans notre laboratoire.

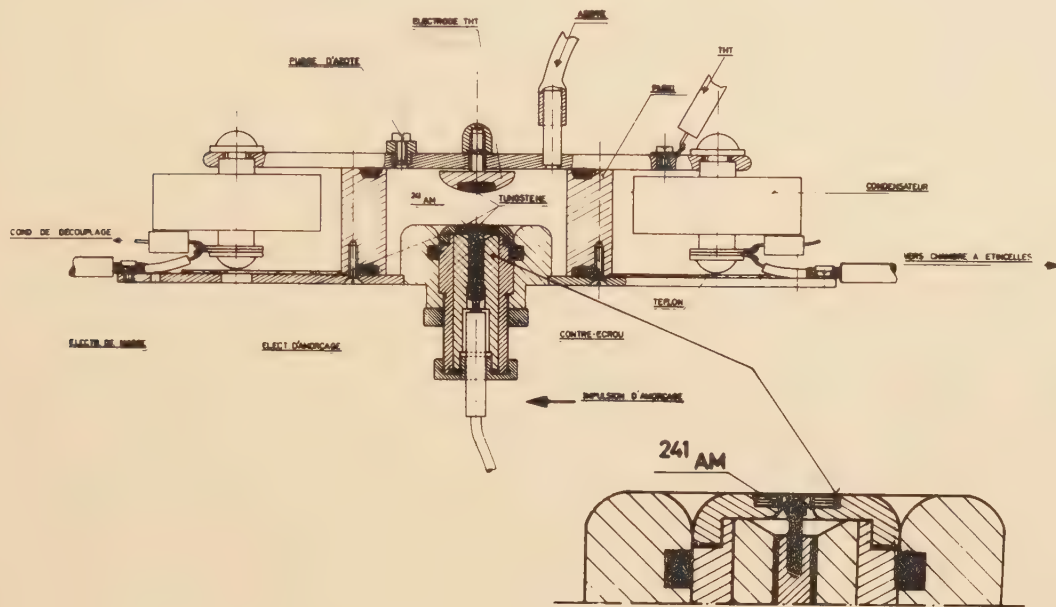


Fig. 11

Pour améliorer les performances de notre éclateur, nous avons placé une bague d'Am²⁴¹, émetteur alpha, autour de l'électrode d'amorçage. Le déclenchement de l'éclateur est facilité par l'ionisation produite au voisinage de cette électrode. La position de cette bague a été choisie de manière à éviter toute évaporation de l'Am²⁴¹ et les mesures faites sur des éclateurs ayant fonctionné plus de 10^6 fois n'ont pas fait apparaître une quelconque contamination de la région des électrodes. Les impulsions à la sortie des éclateurs ont les caractéristiques suivantes : temps de montée < 10 ns, temps de transit 30 ns pour des impulsions de 10 kV d'amplitude. Les fluctuations du temps de transit des impulsions ne dépassent pas 5 ns.

Les capacités ont été choisies selon la règle empirique qui veut qu'elles soient 3 fois celle de la paire de plaques à laquelle elles sont reliées. Mais il faut remarquer que si cette règle permet d'obtenir une bonne efficacité pour de grandes plaques représentant une capacité supérieure à 500 pf, à tension égale, il n'en est pas de même pour des plaques de capacité inférieure. Il faut alors avoir des capacités représentant 4 ou même 5 fois la capacité des plaques à moins que l'on puisse augmenter l'amplitude de l'impulsion.

De nombreux essais ont été faits avec l'ensemble de l'appareillage décrit ci-dessus, en travaillant avec les rayons cosmiques et des protons. L'efficacité par interplaque des chambres à étincelles a été étudiée pour plusieurs gaz : A, He, Hénogal (He + Ne) ainsi qu'un mélange He + A. C'est avec les 3 derniers gaz ou mélanges que nous avons obtenu les meilleurs résultats: soit une efficacité de 98 %.

Lors de cette expérience, nous avons utilisé comme gaz un mélange A + Ne (80 % A + 20 % He), et une tension appliquée sur les éclateurs variant de 10 à 12 kV, suivant les interplaques des chambres.

II. 2. 5 OPTIQUE

Le dispositif optique se compose :

- a) de prismes disposés parallèlement
- b) d'un miroir latéral.
- c) d'un miroir supérieur.
- d) d'une caméra de prise de vue (Fig. 3).

Les prismes sont nécessaires car la caméra ne peut pas "voir" dans les interplaques, excepté dans ceux qui se trouvent au voisinage de l'axe optique de la caméra. Pour voir au fond de tous les interplaques, la caméra devrait se trouver au foyer d'une lentille hyperbolique qui couvrirait tout le polarimètre. La réalisation d'une telle lentille, de plus de 2 mètres de diamètre, poserait de gros problèmes techniques. Aussi avons-nous choisi de remplacer une telle lentille par un système de prismes.

On réalise ainsi une sorte de lentille de Fresnel cylindrique. Vu la grande distance entre le plan des prismes et la caméra, (5,60 m) l'angle maximum des prismes n'est que de 7 degrés. L'épaisseur moyenne d'un prisme est de 12 mm. Ces prismes en plexiglas sont montés sur des supports en acier reposant sur un cadre placé au-dessus des modules et du miroir latéral. Lors de la reconstruction spatiale des événements, il faut introduire des corrections ^{13.14)} nécessitées par les déformations dues aux prismes. Les miroirs sont montés sur un dispositif mécanique qui permet de régler leur inclinaison et leur parallélisme par rapport à l'axe du système.

Pour avoir la distance entre le plan des prismes et la caméra dans un espace relativement restreint, nous avons placé un miroir en-dessus du polarimètre. Le miroir latéral est nécessaire si l'on désire avoir sur une même photo une vue supérieure et une vue latérale des événements.

Pour éviter des asymétries dans le plan horizontal, nous avons choisi de placer l'axe optique de notre dispositif au centre du volume utile des chambres et non pas au centre de l'ensemble formé par les chambres et le miroir latéral. (Fig. 12).

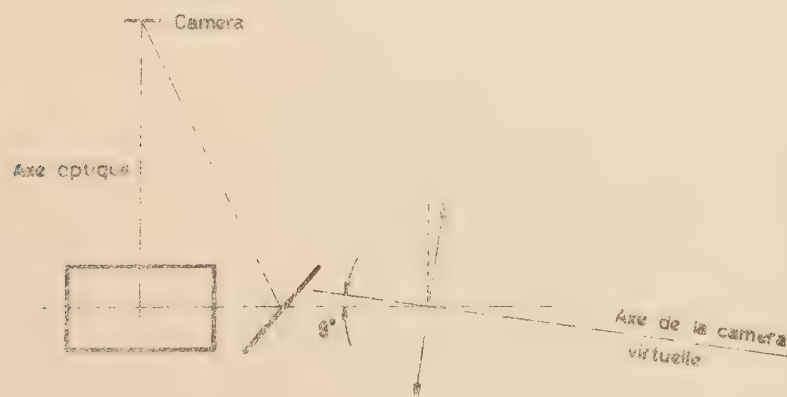


Fig. 12

Le miroir latéral est incliné à 49° , ceci dans le but de mettre la caméra sur l'axe horizontal de la vue latérale. Le plan du film fait alors avec cet axe un angle de 8° ; l'erreur qui en résulte peut être corrigée dans le programme de corrections optiques lors des calculs de reconstruction des événements. On procède au réglage du dispositif optique, une fois que le bâti du polarimètre est installé au lieu de l'expérience. L'alignement des modules sous les prismes est fait de la manière suivante : les modules sont glissés à leur place sur des rails, qui peuvent être déplacés le long de l'axe longitudinal. De petites lampes placées sous les modules sont alors allumées. Il est possible ainsi d'aligner les interplaques exactement sous les prismes. Pour cette expérience, nous avons utilisé une caméra de 16 mm, (Vought) équipée d'un objectif de 50 mm de focale. Le film utilisé est un film spécialement étudié par la maison Adox pour la photographie des chambres à traces (Type BCF-LL). Ce film a une sensibilité correspondant à 17 DIN environ. Pendant cette expérience, l'ouverture de l'objectif était de 3,6. La caméra étant toujours ouverte, le temps de pose est alors égal à la durée de l'étincelle. L'avance du film se faisait entre chaque déclenchement.

On dispose également d'un système de repères lumineux ¹⁵⁾, déclenchés en même temps que les chambres. Ces repères sont nécessaires, lors du dépouillement, pour avoir sur chaque photo un système de coordonnées fixes.

Ajoutons encore que le fait d'utiliser des feuilles de polyester mince pour fermer les chambres, n'introduit aucune distorsion.

II. 3 LE FAISCEAU DE PROTONS

II.3. 1 FAISCEAU POLARISE

Le faisceau de protons non polarisés issus du synchrocyclotron, est transporté jusque dans la salle d'expérience par un ensemble de lentilles et d'aimants (Fig. 13).

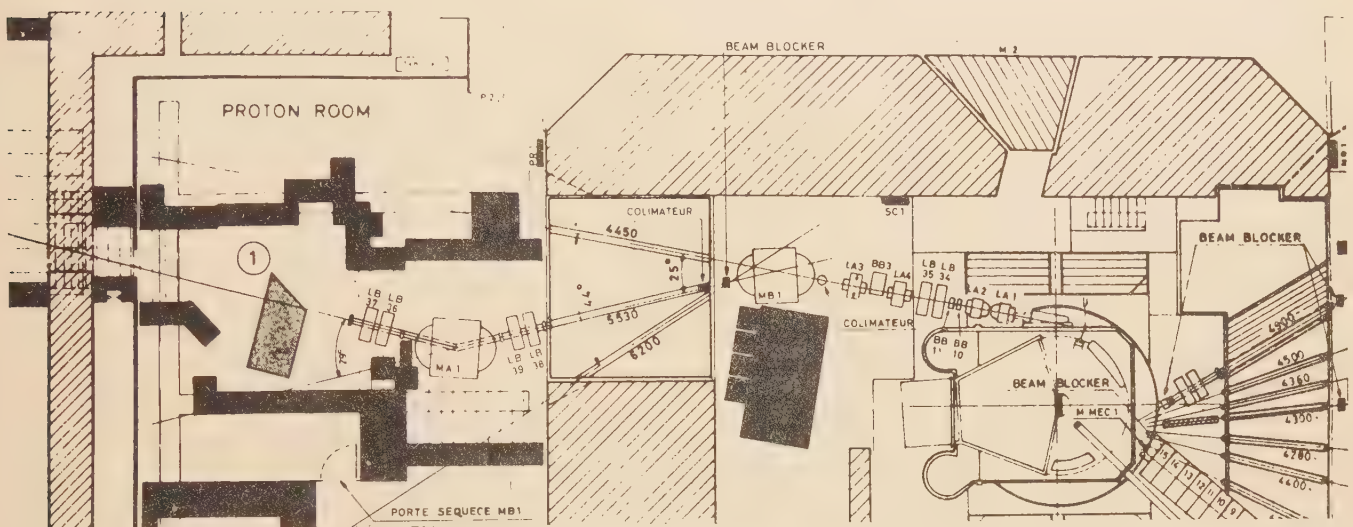


Fig. 13

Les deux lentilles LA1 et LA2 permettent de rendre le faisceau parallèle. Les deux aimants BB1 et BB11 permettent la déflexion du faisceau de particules respectivement dans le plan horizontal et le plan vertical. On peut ainsi ajuster l'axe du faisceau selon l'axe choisi.

Les lentilles LB35 et LB34 focalisent le faisceau sur la cible de graphite utilisée pour polariser les protons. Cette cible est située après les aimants LA4, BB3, LA3. Nous reviendrons plus loin sur cette partie du transport du faisceau.

L'aimant MB1 défléchit les particules dans le conduit de communication entre la halle du SC et la salle d'expérience. Pour limiter la diffusion multiple, ce conduit est sous vide. C'est à l'entrée de ce conduit que sera placé le polyéthylène nécessaire pour réduire l'énergie des protons, après un collimateur de cuivre qui délimite un angle d'acceptance d'environ 10-4 sterradian. A la sortie du conduit, le faisceau est à nouveau rendu parallèle par les lentilles LB38, LB39, avant d'être défléchi par MA1 dans une direction opposée à celle produite par MB1.

Les lentilles LB36 et LB37 permettent de focaliser le faisceau sur le premier compteur du polarimètre. ①.

Devant ce compteur, dans le but d'améliorer la définition en angle et en énergie du faisceau, nous avons placé un collimateur de cuivre de 300 mm de longueur, avec une ouverture de 50 mm de diamètre.

La polarisation du faisceau par diffusion est faite de la manière suivante : une cible C de graphite est placée au point focal des lentilles LB35 et LB34. Les caractéristiques de cette cible sont : 40 mm de diamètre, 50 mm de longueur, $5,83 \text{ g/cm}^2$ d'épaisseur. Pour diffuser les protons dans la cible C, nous avons procédé ainsi (Fig. 14)

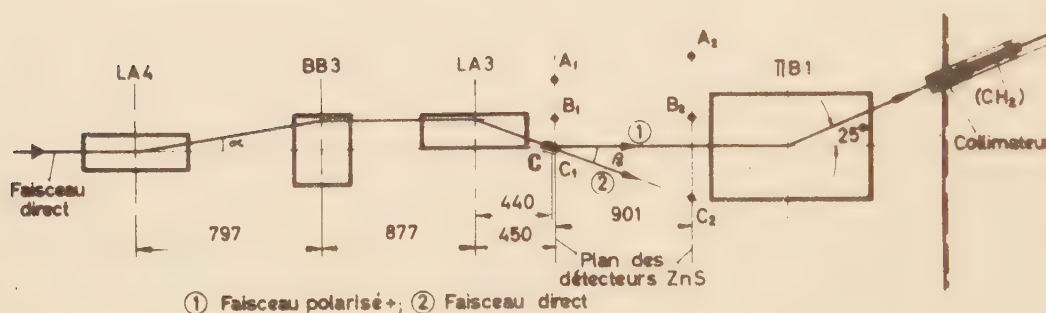


Fig. 14

L'aimant LA4 dévie le faisceau d'un angle α , puis l'aimant BB3 ramène le faisceau parallèle à sa trajectoire primitive, et enfin avec LA3 le faisceau est dévié d'un angle β de manière à ce qu'il coupe sa trajectoire originale au centre de la cible C. Le faisceau diffusé, polarisé, entre alors dans MB1 et est transporté jusqu'au polarimètre (Fig. 13).

La valeur des angles α et β est fonction d'une part du degré de polarisation que l'on veut obtenir, d'autre part des conditions géométriques relatives à la disposition possible des aimants LA4, BB3, LA3, ainsi qu'aux caractéristiques de ceux-ci.

Le faisceau issu du synchrocyclotron ayant une énergie de $596 \pm 6 \text{ MeV}$, l'angle β optimum pour avoir d'une part une bonne polarisation, d'autre part un rapport de section efficace de diffusion élastique et inélastique aussi favorable que possible, est de $7^{\circ}30'$. Pour cet angle, la valeur de la polarisation est de $39,45 \pm 0,82 \%$ (16).

Pour ajuster le courant des aimants LA4, BB3, LA3, nous avons procédé de la manière suivante : des détecteurs à ZnS vus par des photomultiplicateurs étaient montés sur des chariots télécommandés se déplaçant perpendiculairement au faisceau; il était ainsi possible de faire un profil du faisceau aux points A1, A2, B1, B2, et C1, C2 (Fig. 14). Le premier de ces détecteurs était placé juste derrière la cible, le deuxième à l'entrée de l'aimant MB1. La distance entre les deux était de 901 mm. La précision de mesure avec un tel dispositif est de ± 0.5 mm. Des sondes Hall placées dans l'entrefer des aimants permettaient un contrôle constant du champ de ceux-ci. En ajustant successivement le courant de LA4, BB4, LA3 pour que le centre du faisceau soit en A1, A2, respectivement B1, B2 puis C1, C2, la direction de celui-ci fait alors, avec sa direction primitive, un angle β .

Une fois la cible de graphite en place, le faisceau diffusé sous l'angle β entre dans l'aimant MB1, tandis que le faisceau direct vient se perdre dans le blindage de la halle du SC.

Dans le cas représenté sur la Fig. 14, les protons sont polarisés verticalement et positivement selon la convention de Bâle.⁷⁾ Pour obtenir la polarisation inverse, il suffit de construire une trajectoire symétrique par rapport à la direction primitive. L'angle β que nous avons obtenu était de 7° , 50 ± 0.1 . La précision obtenue est bonne. Mais il faut remarquer qu'une telle précision n'est pas nécessaire, ceci pour deux raisons :

- a) la diffusion multiple due à la cible.
- b) la valeur de la polarisation varie peu autour de cet angle de $7^\circ, 5$.

Notre dispositif nous permettait de réaliser assez rapidement un faisceau polarisé (5 à 6 heures).

La détermination du champ de l'aimant MB1 a été faite avec le faisceau direct, la cible en place, afin d'être dans les conditions de l'expérience avec le faisceau polarisé.

Pour celui-ci, l'énergie des protons est de 575 ± 5 MeV.¹⁶⁾

La réduction en énergie du faisceau de 575 à 300 MeV était faite après MB1, en disposant du polyéthylène à l'entrée du tuyau conduisant de la halle du SC à la salle d'expérience; la quantité de polyéthylène nécessaire pour réduire l'énergie de 575 à 300 MeV est de 90 g/cm^2 .

Cette réduction ne mettant en jeu que des interactions coulombiennes, la polarisation du faisceau n'est pas altérée par ce processus.¹⁷⁾ Nous avons choisi de réduire l'énergie du faisceau polarisé pour éviter de passer la majeure partie du temps de l'expérience à faire un faisceau polarisé, à chacune des énergies auxquelles nous avons travaillé. Il aurait également fallu chercher, pour chaque énergie, la bonne valeur du champ de MB1. De plus, au cours de cette expérience, nous avons travaillé à d'autres énergies : 500 MeV et 400 MeV. Nous avons décidé d'avoir toujours la même valeur de la polarisation.

Pour toute l'expérience à 300 MeV, nous avons conservé la valeur positive de la polarisation.

Dans la halle d'expérience, le faisceau est défléchi par MA1. Pour chaque énergie, il a fallu ajuster la valeur du champ de cet aimant: deux scintillateurs A et B de $5 \times 5 \times 100$ mm placés respectivement A devant le polarimètre, B derrière celui-ci, pouvant être déplacés perpendiculairement au faisceau, permettaient de définir l'axe de celui-ci et de réaligner éventuellement le polarimètre. La distance entre le centre de MA1 et le compteur B était de 7000 mm.

Les valeurs des courants des lentilles LB38, LB 39, LB37 et LB36 ont été calculées à l'aide du programme TRAMP ¹⁸⁾ pour les différentes énergies.

L'intensité du faisceau a été ajustée de façon à n'avoir qu'un très faible taux de comptage pour éviter au maximum les traces parasites dans le polarimètre.

Pendant toute l'expérience, un écran de ZnS placé contre la cible de carbone, vu par une caméra de TV, nous a permis de contrôler le centrage du faisceau sur la cible.

II. 3. 2 ENERGIE

Pour le faisceau de 300 MeV, la mesure du spectre d'énergie du faisceau a été faite en ne photographiant que des traces sans diffusion ($\theta < 2^\circ$) dans le polarimètre et en calculant l'énergie d'après le parcours des protons.

Le résultat obtenu est de $295 \text{ MeV} \pm 7 \text{ MeV}$. (Fig.15).23)

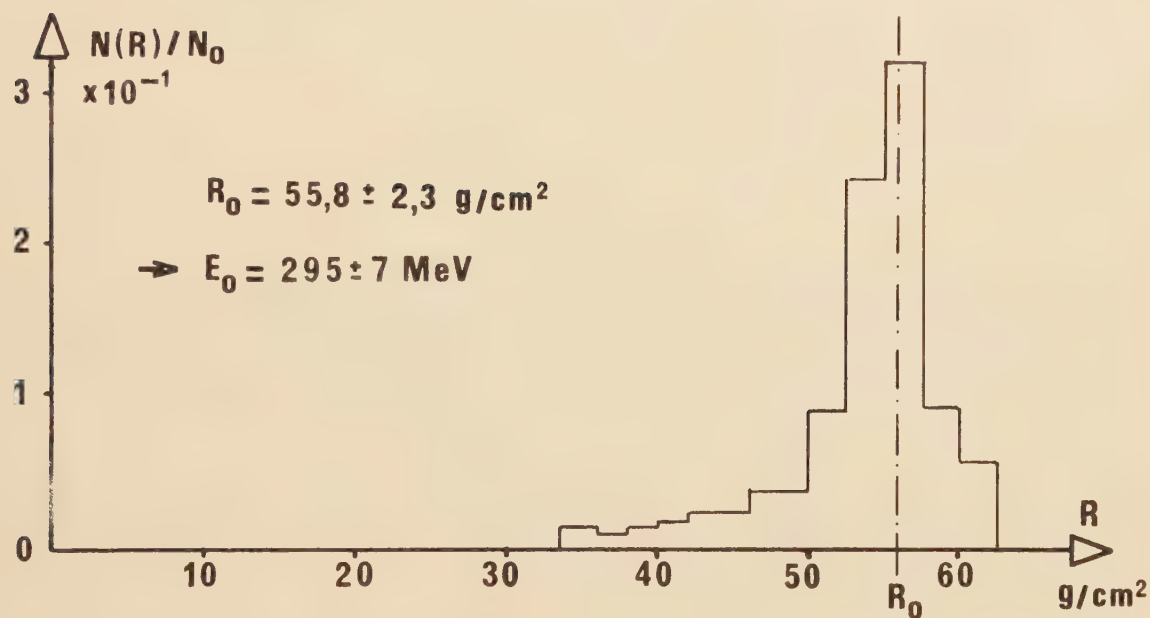


Fig. 15

Cette valeur est en excellent accord avec les prévisions théoriques, compte tenu de l'effet de "straggling" et du pouvoir de résolution des chambres d'arrêt.

L'étude du spectre ainsi obtenu montre que la répartition en énergie des protons est homogène. Il n'existe pas de structure en énergie dépendant du point d'entrée des protons dans le polarimètre.

III. ACQUISITION DE DONNEES ET EVALUATIONS DES RESULTATS

III.1 CALCUL DE LA POLARISATION

La fonction à évaluer à partir des données expérimentales est :
pour un θ et une inélasticité donnés:

$$A(\theta, E_i, E_f) \cdot P \cdot |\cos \phi| = \epsilon = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D}$$

où P est la polarisation du faisceau et $A(\theta, E_i, E_f)$ le pouvoir d'analyse du graphite pour l'angle θ à une énergie de diffusion E ; E_f étant l'énergie mesurée du proton après la diffusion d'analyse et ϕ l'angle, défini au paragraphe I.).

Pour l'évaluation du paramètre :

$$B = A(\theta, E_i, E_f) \cdot P$$

nous avons utilisé la méthode du maximum de vraisemblance ¹⁹⁾. Le principe de cette méthode est de chercher pour quelle valeur d'un paramètre α , le $\text{Log}(F(\alpha, X_i))$ est maximum. Ce calcul est possible pour un grand nombre d'événements grâce à l'utilisation de calculatrice électronique. Il existe d'ailleurs, dans la bibliothèque de programmes du CERN, un programme appelé "MALIK" qui fait un tel calcul. ²⁰⁾

Pour chaque événement, la densité de probabilité en fonction de ϕ est :

$$f(\phi) \equiv \frac{1+B \cdot \cos \phi}{\left(\int_{\phi_1}^{\phi_2} (1+B \cdot \cos \phi) d\phi + \int_{\phi_3}^{\phi_4} (1+B \cdot \cos \phi) d\phi \right)}$$

où ϕ_1, ϕ_2 , respectivement ϕ_3, ϕ_4 , sont, pour chaque événement, les angles limites de ϕ déterminés par les compteurs (29, 30, 31 et 33, 34, 35). (Fig. 16A).

Si ces compteurs n'en formaient qu'un seul et si le compteur 32 était un compteur circulaire centré exactement sur l'axe du polarimètre (voir Fig. 16.B), les deux intégrales du dénominateur se réduiraient à

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} (1+B \cdot \cos \phi) d\phi$$

intégrale qui dans la plupart des cas, vaudrait 2π .

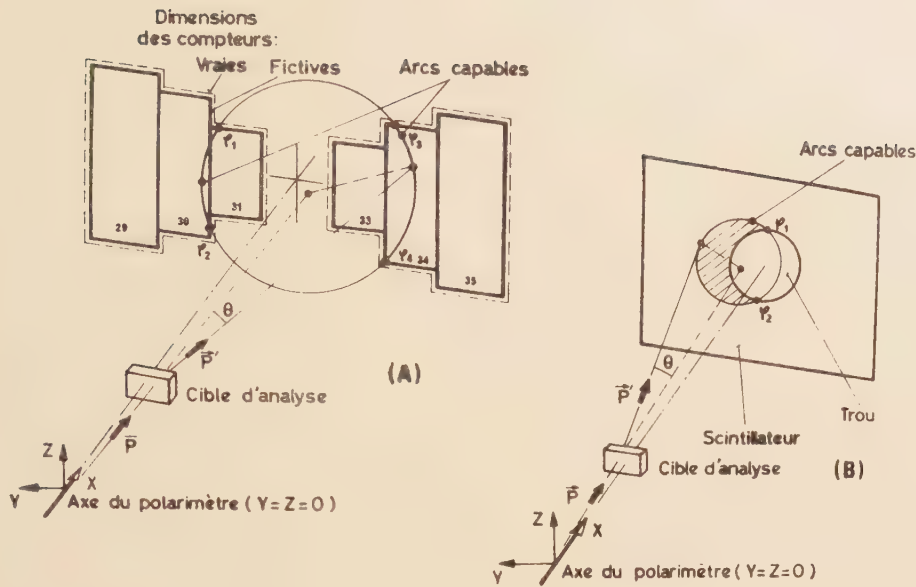


Fig. 16

Dans notre cas, nous aurons pour le $i^{\text{ème}}$ événement :

$$f_i(\phi_i) = \frac{1+B \cdot \cos \phi_i}{(\phi_2 - \phi_1) + (\phi_4 - \phi_3) + B \cdot ((\sin \phi_2 - \sin \phi_1) + (\sin \phi_4 - \sin \phi_3))}$$

La fonction F est alors :

$$F \equiv \prod_{i=1}^N f_i(\phi_i)$$

Dans le but de vérifier si la détermination de notre fonction de probabilité $f(\phi)$ était correcte, nous avons écrit un programme qui par méthode de Monte-Carlo, nous fournissait, à un angle donné, pour une géométrie de compteurs fixée et pour une valeur du paramètre B déterminée, 5000 événements aléatoires. Pour chacun des 5000 événements, nous avons calculé ses arcs capables ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 et sa fonction de probabilité $f(\phi)$, puis à l'aide du programme "MALIK", nous avons calculé la valeur du paramètre B. Nous avons varié les conditions expérimentales, principalement le diamètre, la direction, la distribution des angles des particules incidentes, ainsi que la position du faisceau incident. Le tableau suivant montre les résultats obtenus avec une valeur initiale du paramètre : $B = 0,5$, avec un faisceau de 2 mm. de diamètre, l'angle d'entrée étant égal à 0° , pour diverses positions du faisceau :

Y	ϵ	B selon "MALIK"
(mm)		
40	$0,577 \pm 0,015$	$0,502 \pm 0,014$
20	$0,444 \pm 0,015$	$0,498 \pm 0,014$
10	$0,444 \pm 0,015$	$0,499 \pm 0,014$
0	$0,444 \pm 0,015$	$0,499 \pm 0,014$
-10	$0,444 \pm 0,015$	$0,499 \pm 0,014$
-20	$0,443 \pm 0,015$	$0,499 \pm 0,014$
-40	$0,316 \pm 0,015$	$0,495 \pm 0,014$

Nous avons aussi vérifié que la formule choisie pour calculer la fonction du maximum de vraisemblance tient compte de l'asymétrie instrumentale géométrique. Cette asymétrie apparaît lorsque $(\phi_2 - \phi_1) \neq (\phi_4 - \phi_3)$. On voit que le terme :

$$B [(\sin\phi_2 - \sin\phi_1) + (\sin\phi_4 - \sin\phi_3)]$$

donne une estimation de cette asymétrie. En effet, pour un événement "centré" ((Y,Z) interaction = 0) $\phi_1 = -\phi_2$, $\phi_3 = -\phi_4$ et de plus $\phi_1 = \phi_3$. Il s'en suit que le dénominateur de $f(\phi)$ se réduit à $2(\phi_1 + \phi_3) = 4\phi_1$.

Il faut remarquer qu'un tel calcul n'est réalisable que si l'on a les divers paramètres de chaque diffusion. Cela n'est possible qu'avec les chambres à étincelles qui individualisent les événements.

Pour un faisceau centré, de 60 mm de diamètre, avec une distribution gaussienne de l'angle d'entrée, centrée à 0° avec un σ de $1^\circ,5$, la valeur du paramètre calculée par "MALIK" est :

$$B = 0,497 \pm 0,014$$

pour une valeur initiale du paramètre de 0.5. La valeur de ϵ est dans ce cas, $0,437 \pm 0,015$.

Nous avons également fait des calculs semblables pour d'autres valeurs du paramètre comprises entre 0,9 et -0,9. Les résultats obtenus ont été excellents, la précision (~3%) étant limitée principalement par la statistique choisie (5000 événements au total). Ces calculs ont été effectués avec la calculatrice CDC 6600 du CERN.

Ajoutons encore que nous avons pu, lors de ces calculs, vérifier que les sous-programmes utilisés pour la reconstruction des traces donnaient des résultats corrects.

III. 2 PRISES DE DONNEES

Nous avons pris quelques 300.000 photos pour l'expérience faite à 300 MeV. La cadence de prises de vue était en moyenne de 3 photos/sec. Cette cadence était réglée par un circuit de temps mort (cf. Fig. 10). La prise de vue s'est effectuée en deux fois. Dans une première partie, nous avons pris 48 films de 4000 photos chacun environ. Au cours d'une seconde partie, nous avons pris 32 films. Au total, cela a nécessité 52 heures d'expérience, compte tenu des arrêts pour changer les films, remettre en état la caméra, les arrêts du SC, etc...

III.3 DEPOUILLEMENT ET MESURES DES PHOTOS

Nous avons utilisé deux méthodes de dépouillement:

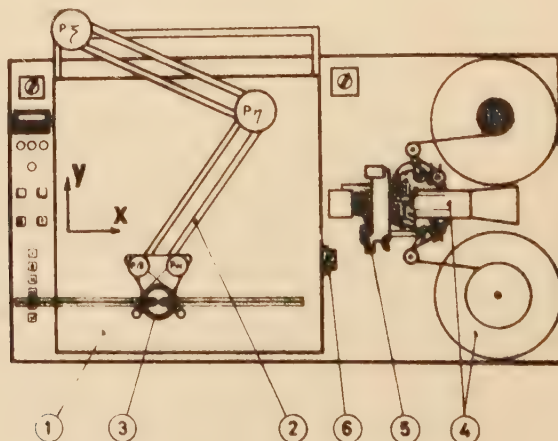
- a) une méthode manuelle.
- b) une méthode automatique.

III.3.1 DEPOUILLEMENT MANUEL



Fig. 17

Un certain nombre de photos (Fig. 17) ont été mesurées sur une table de dépouillement réalisée dans notre laboratoire. Cette table de dépouillement à pantographe (LPNEUG 580) comprend le système de transport de film et le système optique d'une table de projection pour film professionnel, type IV/16, fournie par la maison Lytax (Freiburg in Br. All.), et un pantographe semblable à ceux d'une table à dessiner (voir Fig. 18).



- ① Ecran
- ② Pantographe
- ③ Tête de mesure
- ④ Film et système de transport
- ⑤ Objectif
- ⑥ Réglage de la fente lumineuse

Fig. 18

Le pantographe porte une tête de mesure constituée de deux réglettes solidaires de bagues concentriques. Lors de la mesure, ces deux réglettes sont placées l'une sur la trace avant la diffusion, l'autre sur la trace après la diffusion. Le mouvement des réglettes commande des potentiomètres linéaires P_α , P_β , qui fournissent des tensions proportionnelles aux angles d'entrée (α) et de diffusion (β) (100 mV/degré). Les coordonnées X, Y du point de diffusion sont mesurées grâce à deux potentiomètres P_ζ et P_η placés aux articulations des bras du pantographe. Ces potentiomètres donnent des tensions proportionnelles à $\sin\zeta$, $\cos\zeta$, $\sin\eta$, $\cos\eta$, ζ et η étant les angles entre les bras du pantographe et l'axe X. Un circuit électronique d'adaptation permet d'obtenir des tensions proportionnelles à X et Y (20 mV/1 mm).

De plus, la position de la dernière étincelle de la trace est mesurée; cette mesure est importante pour déterminer le parcours du proton. Pour cela, une fente lumineuse, parallèle à Y, est projetée sur l'écran par le miroir à cadre mobile d'un ampèremètre. En faisant varier le courant dans l'ampèremètre, la fente est placée sur la dernière étincelle. La chute de tension produite par le courant dans une résistance est proportionnelle à $X_{\text{arrêt}}$ (25 mV / 1 mm). Toutes ces tensions sont mesurées par un voltmètre digital selon une séquence commandée par un circuit électronique, et enregistrées sur une bande perforée.

Une description complète de cette table de mesure et des dispositifs électroniques se trouve dans la notice LPNEUG 580.

La mesure des événements est faite en deux séquences: dans une première calibration, on mesure les coordonnées des marques fiducielles, ainsi que les angles entre l'axe X et la droite reliant les centres de certaines d'entre elles. Cela permet de tenir compte pour la suite d'éventuelles rotations ou d'erreurs de position du film. La deuxième séquence est la mesure proprement dite de l'événement: on mesure tout d'abord la vue supérieure (T), puis la vue latérale (S). Les informations enregistrées sur bande perforée sont groupées en deux séries de 13: une série pour les mesures de calibration, reconnaissable par la treizième information égale à 0; puis la deuxième, relative à la mesure de l'événement: 6 pour la vue supérieure, 6 pour la vue latérale, la treizième étant alors égale à 1.

Un groupe de 13 informations représente :

Num. film, X_T , Y_T , α_T , β_T , $X_{\text{arrêt},T}$, Num. photo, X_S , Y_S , α_S , β_S , $X_{\text{arrêt},S}$, I.

Pour contrôler le bon fonctionnement de l'ensemble de mesure, un réseau de calibration de précision (0,1 mm sur 400 mm) a été placé à demeure sur l'écran. Ce réseau comprend un quadrillage régulier de 50 mm de pas et une série de droites formant avec l'axe X des angles divers. De plus, deux séries de points permettent de contrôler séparément la régularité des potentiomètres cissoïdaux des bras du pantographe P_ζ et P_η . Le contrôle de la linéarité des divers éléments peut ainsi être effectué avant chaque journée de travail. La précision possible pour ces mesures est de $\pm 0,2$ degré pour les angles et de $\pm 0,5$ mm pour X, Y sur l'écran, ce qui correspond dans l'espace (coord. du polarimètre) à 2,5 mm.

Les résultats enregistrés sur bandes perforées sont transférés sur cartes perforées. Celles-ci sont ensuite contrôlées une première fois à l'aide d'un petit ordinateur IBM 1620. Lors de ce premier passage, l'ordre séquentiel 0,1 pour un même numéro de photo et la suite croissante des numéros de photo sont vérifiés.

A cause de la faible capacité de l'ordinateur utilisé, un deuxième programme est nécessaire pour contrôler les mesures. Ces contrôles portent sur les coordonnées des marques fiducielles, sur les angles de calibration, puis sur les coordonnées des points d'interaction et d'arrêt, et les angles d'entrée et de diffusion. Toutes ces informations doivent se trouver à l'intérieur de certaines limites fixées pour chaque film. Les photos ne passant pas ces contrôles sont remesurées et à nouveau contrôlées. Les photos qui sont à nouveau rejetées par le programme de contrôle sont définitivement éliminées. (Mauvaises mesures ou événement ayant le point de diffusion hors de la chambre de graphite Gr1.)

Par ce moyen, il est également possible de surveiller le travail des personnes occupées au dépouillement. Il est en effet aisé de faire pour chacune d'elles des histogrammes des mesures de calibration et d'estimer la qualité du travail. D'éventuelles erreurs systématiques dans la technique de mesure peuvent également être détectées. Cela permet encore de voir, le cas échéant, si le dispositif de mesure ne fonctionne plus correctement (défaut de linéarité, etc...).

La mesure complète du film soit 4000 événements environ, y compris les remesures, dans des conditions normales (8 à 10 heures de dépouillement par jour) demande 6 jours de travail.

Les quelque 8000 cartes perforées représentant un film sont ensuite mises sur bande magnétique par une IBM 1401; l'information sera analysée grâce à un ordinateur CDC 3800, par le programme "ATETA77" que nous décrirons plus loin.

Le dépouillement manuel nous a permis tout d'abord de développer les programmes nécessaires à la reconstruction et à l'analyse des événements. Il nous a permis également de dépouiller certains films qu'il n'était pas possible de dépouiller avec un dispositif automatique. Enfin, les résultats obtenus à partir de ce mode de mesure, nous ont servi de base pour la préparation et la mise au point des programmes utilisés par le système automatique. Des comparaisons entre les résultats obtenus pour des films mesurés par les deux méthodes ont pu ainsi être établies.

III.3.1.1 CRITERES DE REJET DES PHOTOS

Les principaux critères de rejet lors de la mesure étaient :

- 1) Traces multiples dans les chambres avec impossibilité de distinguer les traces les unes des autres.
- 2) Traces diffusées incomplètes: manque d'étincelles après la chambre de graphite.
- 3) Traces sans diffusion.
- 4) Traces présentant deux ou plusieurs diffusions dans ou après la chambre de graphite.
- 5) Absence des marques fiducielles de calibration.
- 6) Absence de traces (déclenchement parasite des chambres).
- 7) Présence après le point de diffusion de plusieurs étincelles en dehors de la trace diffusée, laissant supposer que l'interaction n'était pas une simple diffusion.

Aux événements ainsi rejetés viennent s'ajouter ceux éliminés par le programme de contrôle.

Pour la mesure des films de 400 MeV, par exemple, le bilan total s'établit comme suit :

Nombre de photos mesurées : 84.500

Taux de rejection : 16 %, réparti comme suit :

Cause de rejet:	1	2	3	4	5	6	7	Rejection au contrôle
%	: 8,9	9,9	4,5	4,5	0	1,5	16,5	54,2 %

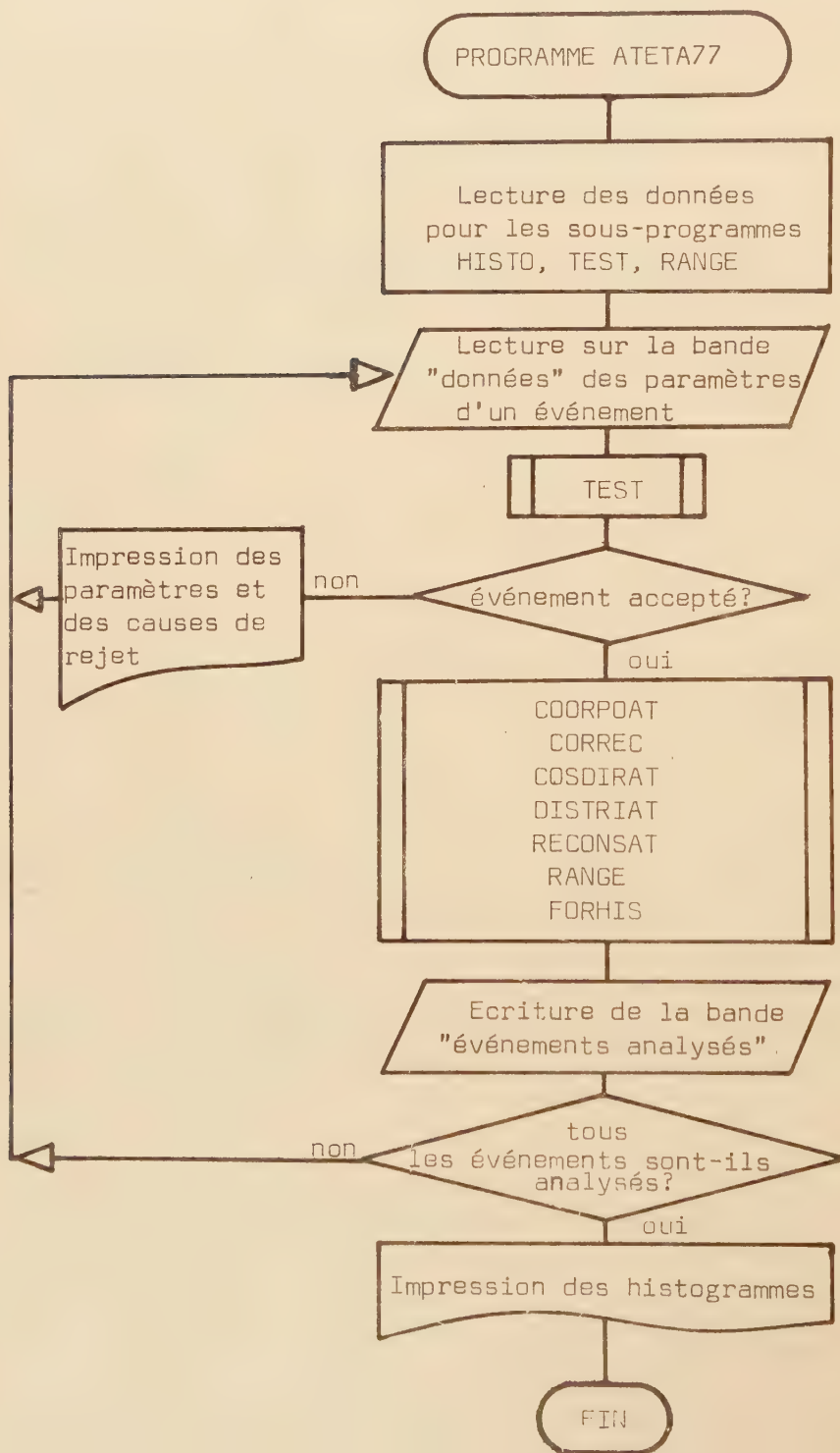
Le critère 5 doit sa contribution nulle au fait que nous avons prévu deux modes possibles de calibration pour le cas où il manquerait une des marques fiducielles.

En comparant le rapport N_{gauche}/N_{droite} pour les événements conservés avec le rapport (GE/DE), (GE et DE étant les valeurs brutes données par les échelles de comptage lors de l'expérience), nous avons pu vérifier que le dépouillement n'introduit pas de fausse asymétrie.

III.3.1.2 ANALYSE DES EVENEMENTS MESURES MANUELLEMENT

Le programme utilisé a été le programme "ATETA77", spécialement développé pour cette expérience.

Le tableau suivant montre le déroulement de ce programme :



Le sous-programme TEST contrôle si les valeurs de calibration sont entre les limites fixées, si les données de la mesure des événements sont également entre des limites définies, (les événements dont le point de diffusion est manifestement en dehors de la chambre de graphite Gr1, par exemple dans le compteur 22 ou encore dans la chambre 1 ou 3 ou 4, sont rejetés) et surtout si les deux séquences de 13 valeurs se rapportent bien à la même photo. Ce sous-programme refait le travail déjà exécuté après le passage bande perforée-carte perforée. Il nous a paru nécessaire de contrôler une fois encore toutes les informations avant de les analyser. Cela nous a permis de rejeter des événements qui avaient échappé au premier contrôle. Le taux de rejection de ce sous-programme était très faible : <2 %.

Le sous-programme COORPOAT transforme les valeurs des différents paramètres : coordonnées X, Y, angles, etc, de millivolts en millimètres, respectivement en degrés et radians, et convertit les coordonnées "LYTAX" en coordonnées "Polarimètre", c'est-à-dire, en vraie grandeur.

Le sous-programme CORREC calcule les corrections à apporter aux différentes grandeurs (coordonnées, angles) compte tenu des distorsions optiques dues aux prismes et à l'inclinaison du miroir latéral.

Le sous-programme COSDIRAT détermine à partir des valeurs des angles obtenus dans CORREC, les cosinus-directeurs de la trace incidente et la trace diffusée.

A partir de ces données, le sous-programme DISTRIAT calcule les points d'intersection de ces traces avec différents plans, en particulier avec ceux des compteurs et des plaques d'interaction.

Le sous-programme RECONSAT reconstruit l'événement dans l'espace à partir des deux projections et calcule les angles de diffusion θ et ϕ .

Le sous-programme RANGE calcule l'énergie au point de diffusion, l'énergie après la diffusion en fonction de l'épaisseur de graphite traversée, ainsi que la perte d'énergie lors de la diffusion, et, compte tenu de la cinématique de la diffusion (p-C), calcule la perte d'énergie du proton lors de cette diffusion (inélasticité).

Le sous-programme FORHIS prépare les histogrammes qui seront imprimés par le sous-programme HISTO. Ces histogrammes nous donnent la répartition des événements selon certains paramètres choisis d'avance : par exemple, la distribution de la coordonnée X du point d'arrêt des protons. L'examen de ces histogrammes permet une comparaison d'un film à l'autre; une modification sensible de l'allure d'une ou de plusieurs de ces distributions, nous a permis de déceler certains biais ou erreurs de mesure.

III.3.2 DEPOUILLEMENT AVEC UN SYSTEME AUTOMATIQUE

Le dispositif utilisé pour le dépouillement automatique est l'appareil du CERN appelé "LUCIOLE"²¹⁾.

Cet appareil a été développé spécialement pour le dépouillement et la mesure des photos de chambres à étincelles. Le principe de la mesure est le suivant :

L'image du spot d'un tube à rayons cathodiques de haute précision est optiquement focalisée sur le plan du film à analyser. Le spot va balayer toute la surface de la photo à mesurer; chaque fois qu'il passe sur une étincelle, un photo-multiplificateur placé derrière le film reçoit une impulsion lumineuse qu'il transforme en impulsion électrique. Un système électronique digitalise cette information qui est transmise à une calculatrice en ligne avec le dispositif. Après chaque balayage complet d'une photo, le film avance à la photo suivante et le processus recommence.

Connaissant les vitesses de balayage selon les deux directions X, Y, il est possible de retrouver ensuite la position de chaque étincelle, pour autant que l'on dispose sur chaque photo de marques fiducielles jouant le rôle de repères fixes.

Lorsque la calculatrice dispose de toutes les informations que "LUCIOLE" a pu lire sur une photo, un programme adéquat va tout d'abord chercher les fiducielles, puis les étincelles et en calculer les coordonnées. Les coordonnées respectives sont écrites sur une bande magnétique dite bande "SPARK".

Le processus de mesure d'un film peut être décrit de la manière suivante :

a) Mesure d'un réseau de calibration : ce réseau est constitué de droites croisées, inclinées à 45° . La position des points de croisement est connue avec une très grande précision (2 à 3 microns). En comparant les résultats de la position des points mesurés par "LUCIOLE" avec la position vraie, on peut établir une table de correction qui tient compte des distorsions propres au système.

b) Les premières photos du film sont ensuite mesurées. Dans cette séquence, le programme ne détermine que les positions des marques fiducielles. Par la suite, il viendra toujours les chercher directement au voisinage des coordonnées ainsi définies.

c) Lorsque le programme dispose de l'ensemble des marques fiducielles, la mesure proprement dite du film commence: le programme va alors chercher et calculer la position des fiducielles et des étincelles et transcrire ces informations sur la bande "SPARK".

La mesure d'un film de 16 mm, ayant 4000 événements, dure environ 1,5 heure, en mesurant deux photos à chaque fois.

Les informations de la bande "SPARK" sont ensuite traitées par un programme qui reconstitue à partir des positions des étincelles, la trace incidente et la trace diffusée puis détermine la position du point d'interaction et celle du point d'arrêt. Il calcule également les angles d'entrée et de diffusion, ceci pour les deux projections de chaque événement.

III.3.2.1 ANALYSE DES EVENEMENTS MESURES PAR "LUCIOLE"

Comme nous l'avons dit plus haut (III.3.2), les informations de la bande "SPARK" sont traitées par un programme qui reconstitue les traces et détermine les angles d'entrée, de diffusion, les coordonnées des marques fiducielles, du point d'interaction, de l'interplaque d'arrêt. Ces données sont introduites dans le programme LUPOL, programme qui comprend les mêmes sous-programmes que "ATETA77" à l'exception de TEST; ce sous-programme est inutile, les données ayant déjà été contrôlées par le programme de reconstitution des traces.

Le sous-programme COORPOAT est remplacé par COORD, qui transforme les valeurs des paramètres obtenus en unités LUCIOLE dans le système de coordonnées du polarimètre, c'est-à-dire en vraie grandeur.

Des critères de rejet sont appliqués par le programme de reconstitution.

Ces critères, au nombre de 12, sont :

- 1) Double diffusion dans les chambres A11, Gr1, A12, A13, avec angle sup. à 3° .
- 2) Double diffusion dans les chambres P1, P2, avec angle sup. à 3° .
- 3) Double diffusion à grands angles: ou doubles traces.
- 4) Pas de trace dans la chambre Gr1: moins de 4 étincelles.
- 5) Point d'interaction en dehors de la chambre Gr1.
- 6) Angles d'entrées (α_T et α_S) sup. à 3° .
- 7) Doubles traces.
- 8) Deuxième point de diffusion en dehors des chambres 5 ou 6.
- 9) Pas de trace dans A11 sur la vue latérale.
- 10) Double trace dans Gr1 (trop d'étincelles (>5) hors de la trace principale).
- 11) Absence de la marque fiducielle No. 1 (Fig. 17) ou mauvais "record" sur la bande "SPARK".
- 12) Trace trop courte (arrêt dans la chambre Gr1).

Remarques :

a) La présence d'étincelles parasites ou de doubles traces perturbent considérablement la reconstitution des événements. Dans la plupart des cas, les photos rejetées présentaient soit des étincelles parasites soit des doubles traces. La trace dans A11 étant pâle, il est arrivé fréquemment qu'il n'y ait pas assez d'étincelles pour former la trace incidente correcte, ce qui conduisait à un rejet de la photo (causes 5, 6, 9).

b) Une comparaison entre les causes de réjection et les taux respectifs des deux modes de dépouillement n'est pas possible. Dans le cas des mesures manuelles en effet, la personne qui mesure a une vision globale de l'événement. Il lui est possible dans beaucoup de cas de discerner les bonnes traces des traces parasites. Un tel travail de réflexion n'est pas possible avec un ordinateur.

Avec "LUCIOLE", nous avons mesuré 289.100 photos; après le programme de reconstitution, il n'est resté que 174.300 événements soit le 60 %.

Le pourcentage respectif des différentes causes de rejet a été le suivant:

Causes de rejet	%
1	11,7
2	0,4
3	2,6
4	2,2
5	15,8
6	25,4
7	2,9
8	3,2
9	14,6
10	5,5
11	13,4
12	2,3

Nous avons vérifié de plusieurs façons que le programme de reconstitution n'introduisait pas de fausse asymétrie:

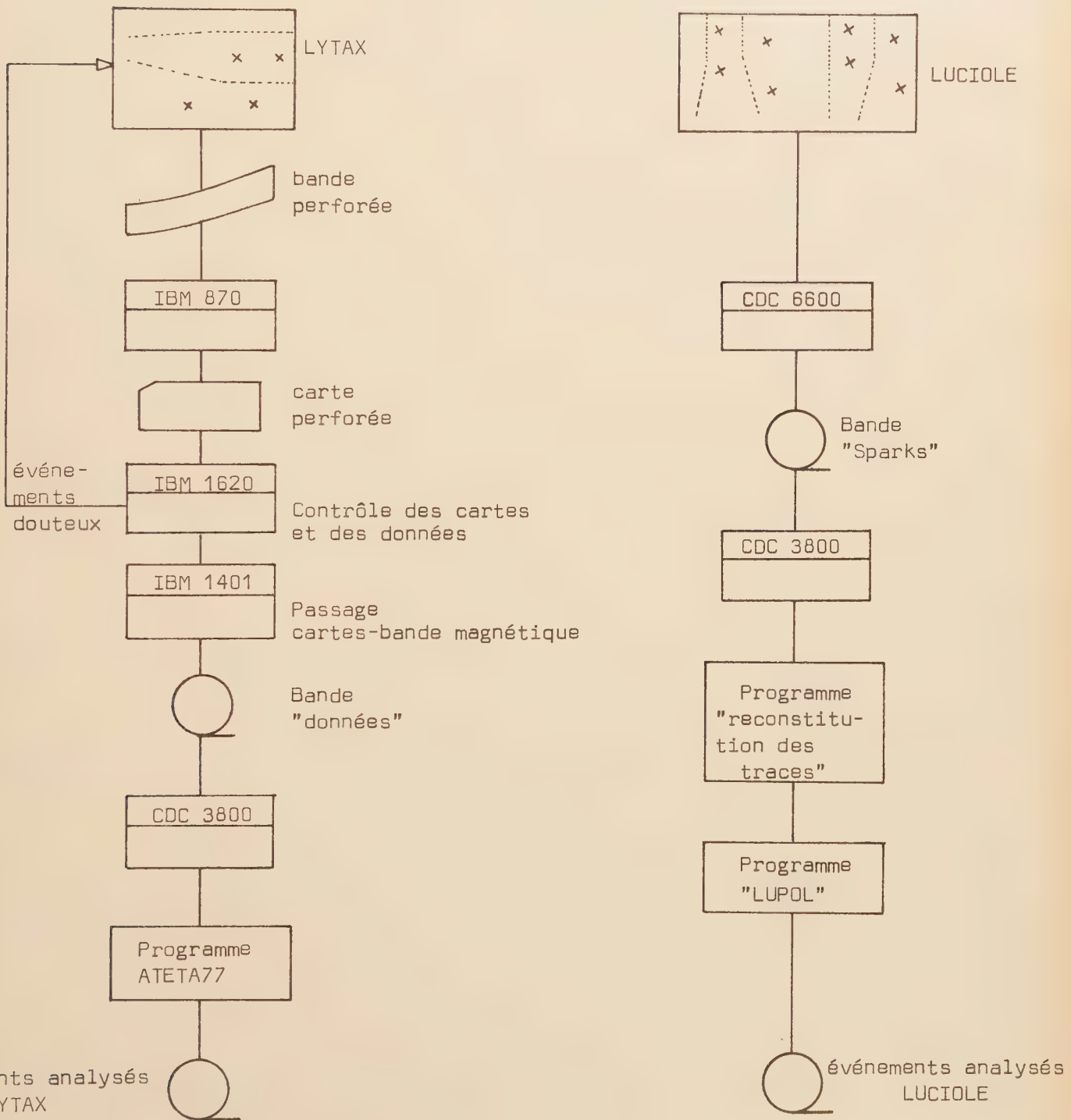
a) Quelque 10.000 photos ont été analysées deux fois par ce programme: lors de la deuxième fois, la reconstitution était faite à partir de l'angle opposé à celui qui avait servi d'origine pour la première reconstitution. Seuls les événements acceptés par les deux passages étaient conservés.

La proportion d'événements acceptés seulement par l'un ou l'autre des passages ne dépasse pas 2 %.

b) Les photos rejetées de 4 films ont été examinées sans qu'une fausse asymétrie puisse, dans les limites statistiques, être mise en évidence.

c) Comme pour les films de 400 MeV LYTAG, nous avons comparé le rapport NG/ND des événements acceptés avec le rapport GE/DE, données brutes des échelles. Cette comparaison a confirmé l'absence de toute fausse asymétrie détectable introduite par le dépouillement.

Le tableau suivant résume les différentes phases des deux modes de dépouillement.



III.3.3 PROGRAMMES DE SELECTION ET DE CALCUL

Pour le calcul du pouvoir d'analyse du graphite, nous avons sélectionné les événements en fonction de l'énergie de diffusion. Le programme "ATETASL", à partir des bandes "événements analysés" a écrit de nouvelles bandes "sélection".

Ce programme élimine les événements:

- a) dont l'angle d'entrée est supérieur à $2,5^\circ$.
- b) dont le point d'intersection avec le plan des compteurs est en dehors des limites définies par les compteurs fictifs 29' à 35' (Fig. 16); ces compteurs ont des dimensions inférieures à celles des compteurs 29 à 35 utilisés; les effets de bord sont ainsi éliminés en grande partie.
- c) dont le point d'entrée dans le polarimètre est situé hors des limites définies par le collimateur placé devant celui-ci.

Pour les événements sélectionnés, le programme calcule la valeur des arcs capables définis au paragraphe III.2.

Le calcul du paramètre $B = P.A(\theta, E_i, E_f)$ a été fait par le programme MALIK²⁰⁾, en fonction des trois paramètres: énergie de diffusion, angle de diffusion, inélasticité.

L'inélasticité est définie par :

$$\Delta E(\theta) \equiv E_{\text{dif.}} - (\delta E(\theta) + E_f)$$

où $E_{\text{dif.}}$ est l'énergie de diffusion $\equiv E_i$

$\delta E(\theta)$ l'énergie cinétique du noyau de graphite après la diffusion (cinématique p-C¹²),

et E_f l'énergie du proton mesurée après la diffusion.

$\Delta E(\theta)$ est donc l'énergie d'excitation communiquée au noyau de graphite lors de l'interaction.

Rappelons que les premiers niveaux excités du carbon sont 4,4 , 9,6 . 15 , 19 , et 21 MeV.

Le pouvoir d'analyse variant de manière lente et continue en fonction de l'énergie de diffusion, nous avons, pour améliorer la statistique, regroupé les événements de plusieurs plaques de diffusion successives.

C'est ainsi que nous avons :

- 1) les plaques 1 à 4 : $290 \leq E_{\text{dif.}} < 255$ MeV. $\overline{E}_{\text{dif.}} = 270$ MeV
- 2) les plaques 5 à 7 : $255 \leq E_{\text{dif.}} < 235$ MeV. $\overline{E}_{\text{dif.}} = 240$ MeV
- 3) les plaques 8 à 10 : $235 \leq E_{\text{dif.}} < 195$ MeV. $\overline{E}_{\text{dif.}} = 210$ MeV
- 4) les plaques 11 à 13 : $195 \leq E_{\text{dif.}} < 170$ MeV. $\overline{E}_{\text{dif.}} = 180$ MeV

Pour l'angle de diffusion θ , nous avons choisi un pas de 30° : $\theta \pm 1.5^\circ$. Là encore, le souci d'améliorer la statistique a guidé notre décision; d'autre part, il fallait tenir compte de la précision obtenue pour la détermination de θ . Cette précision est liée à la précision de la mesure des angles $\alpha_T, \alpha_S, \beta_T, \beta_S$, ($\pm 0,20$) et à l'effet de la diffusion multiple; nous avons estimé que cet effet introduisait une imprécision de $\pm 1^\circ$.

Le choix de l'intervalle en inélasticité a été dicté par plusieurs considérations:

- 1) le pouvoir de résolution en énergie de notre dispositif : ± 7 MeV.
- 2) la valeur de l'énergie de diffusion est déterminée par la valeur calculée au centre de la plaque de diffusion; l'écart possible, ± 5 MeV, suivant que la diffusion s'est produite au début ou à la fin de la plaque, se traduit par une erreur du même ordre sur l'inélasticité mesurée.
- 3) et dans une moindre mesure, l'effet du "straggling", celui-ci n'étant pas très important ($< 1\%$ de R_0 , parcours nominal pour les protons d'énergie E_0).
- 4) l'étude, pour chaque bande $\theta \pm 1.5^\circ$, du spectre des protons diffusés, nous a permis de déterminer les limites des classes d'inélasticité.

Nous avons cherché qu'à l'intérieur de chaque classe, la distribution des événements reste la plus plate possible ; il faut éviter en effet que, pour les angles les plus petits, la contribution proche de la limite inférieure de la classe soit prépondérante et que pour les angles les plus grands, les événements proviennent en majeure partie de la région voisine de la limite supérieure.

Nous avons donc établi trois classes d'événements selon l'inélasticité mesurée de la diffusion:

- a) Événements quasi-élastiques : $-10 \leq \Delta E < 10$ MeV
- b) Événements inélastiques: $10 \leq \Delta E < 30$ MeV
- c) Événements très inélastiques: $30 \leq \Delta E < 50$ MeV

IV EXPERIENCE PS

Pour vérifier et compléter les résultats obtenus lors de l'expérience faite au SC, nous avons procédé à deux expériences complémentaires. Nous nous sommes proposé en effet:

1) De mesurer systématiquement le parcours de protons pour plusieurs impulsions incidentes correspondant aux énergies nominales suivantes:

204, 230, 265, 325, 360 et 390 MeV.

Le but de cette expériences était de déterminer dans quelle proportion les protons ont un parcours correspondant à leur énergie ou subissent une interaction, autre qu'une diffusion, absorption principalement, qui réduit leur parcours.

2) D'étudier le spectre de protons diffusés à des énergies comprises entre 180 et 300 MeV, ceci pour un faisceau ayant une dispersion de l'impulsion nominale bien déterminée ($\Delta p/p \approx 3\%$).

Pour ces deux expériences, nous avons utilisé le polarimètre tel qu'il était installé pour l'expérience $\beta(\Lambda)$ 10) (Fig.19).

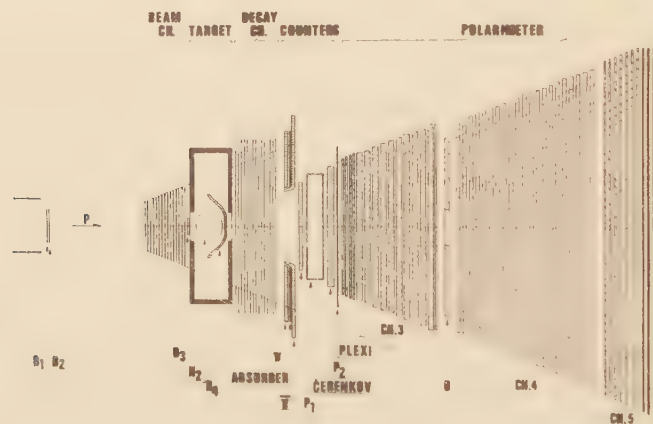


Fig. 19

La configuration était la suivante :

Chambres :	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5
Plaques :	13: 2 feuilles Alu 0.01mm sur cadre acier ép.cadre: 2 mm	13: 1 feuille Alu 0.01mm sur cadre plexi. ép. cadre: 10 mm	2 :feuilles Alu 0.01mm sur cadre acier 2:graphite 5 mm 10:graphite 15,5 mm 1:graphite 5 mm	21: graphite 10 mm	7: graphite 5 mm 4: Alu 5 mm
Interplaque :	6 mm	10 mm	6 mm	8 mm	10 mm
Hauteur (mm)	420	500	540	540	540
min	261		386	600	931
Largeur (mm)		500			
max	346		588	872	1026
Equivalent graphite g/cm ²	0,16	0,08	29,87	35,30	11,18

Jusqu'à la première plaque de la chambre CH3, la quantité de matériel (CH1 + CH2 + compteurs) représentait 12,71 g/cm².

Les chambres CH1 et CH2 montraient la direction du faisceau incident.

Pour l'expérience 1, le déclenchement des chambres était fait par la combinaison de compteurs suivante :

$$(B2, B3, P1, P2 \frac{V}{C})$$

Lors de l'expérience 2, nous avons placé entre CH3 et CH4 un compteur D pour détecter les protons ayant diffusé dans CH3.

Ce compteur était un scintillateur plastique de 500 x 400 x 8 mm au centre duquel, pour laisser passer le faisceau direct, nous avons substitué au scintillateur un disque de plexiglas de 100 mm de diamètre. Ce disque devait réduire les pertes de lumière.

Le déclenchement se faisait par la combinaison suivante:

$$(B2, B3, P1, P2, \frac{V}{C}, D).$$

Nous nous trouvions alors dans des conditions presque semblables à celles de l'expérience faite au SC : la chambre 3 étant la chambre de diffusion, les chambres 4 et 5 étant les chambres d'arrêt, le déclenchement des chambres n'ayant lieu que sur des protons ayant diffusé.

Le compteur Cerenkov $\frac{V}{C}$, en anticoïncidence dans la logique de déclenchement, était sensible aux particules plus rapides que les protons: π^+ , μ^+ , etc...

Remarque : la distance entre la chambre de diffusion et le compteur D était sensiblement plus courte que celle qu'il y avait entre la chambre G1 et le plan des compteurs, lors de l'expérience SC. Il faut donc s'attendre à ce que la distribution angulaire soit différente dans cette expérience-là.

IV. 1 LE FAISCEAU DE PROTONS

Le faisceau de protons produit par interaction entre le faisceau et une cible interne du PS était défléchi par un aimant et transporté par une série d'aimants et de lentilles, dans un tube sous vide jusqu'au polarimètre.

Un jeu de fentes permettait de limiter la dispersion en impulsions autour de la valeur choisie : $\Delta p/p \approx 3\%$.

IV. 2 MESURE DES PHOTOS

Les photos (Fig. 20) prises au cours de ces deux expériences ont été mesurées avec "LUCIOLE". Les programmes de reconstruction des événements utilisés sont ceux déjà utilisés pour l'expérience SC, avec les mêmes critères de réjection.



Fig. 20

V. RESULTATS

V. 1 MESURE DU PARCOURS DES PROTONS DANS LE GRAPHITE

Voyons tout d'abord quelle sera la distribution du parcours, dans les chambres à étincelles, d'un faisceau de protons avec les conditions suivantes:

- 1) Les plaques d'arrêt ont toutes la même densité superficielle: ΔR .
- 2) Tous les interplaques ont la même efficacité (100%).
- 3) La dispersion en parcours du faisceau suit strictement une loi de Gauss. (écart-type: σ_R)
- 4) La distribution en énergie est également gaussienne. (écart-type: σ_E)

Nous avons fait le calcul pour deux cas particuliers:

- a) Le parcours nominal R_0 est situé exactement au centre d'une plaque.
- b) R_0 est situé très près d'un des bords de la plaque.

Dans ces cas, nous avons regardé quel serait l'aspect des histogrammes donnant le parcours pour trois valeurs de $\sigma = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_E^2}$

$$\sigma = \Delta R / 2$$

$$\sigma = \Delta R$$

$$\sigma = 2\Delta R$$

Dans le cas a), comme il faut s'y attendre, la distribution est parfaitement symétrique autour de R_0 .

Dans le cas b), avec $\sigma = \Delta R$, le résultat est le suivant: (Fig. 21) R_0 étant au début de la plaque.



Fig. 21

Les valeurs de R pour chaque pic, sont celles calculées jusqu'au centre de la plaque qui suit la dernière étincelle. La distance entre deux pics correspond à la somme de la densité superficielle de deux demi-plaques successives. La résolution du système est donc liée à l'épaisseur des plaques.

En pratique, les histogrammes du parcours sont moins "propres" que ceux établis à partir des considérations ci-dessus (Fig. 22).

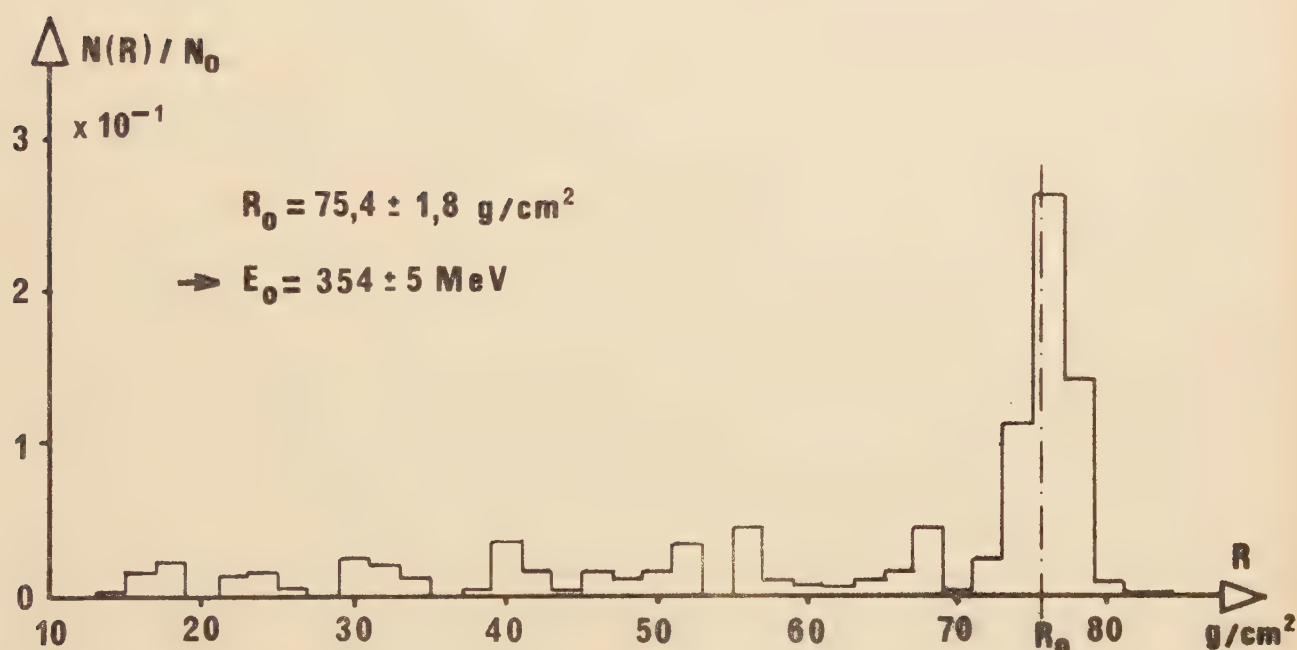


Fig. 22

Les causes principales sont:

- Effet d'absorption des protons avant qu'ils atteignent le parcours correspondant à leur énergie initiale.
- Effet Landau.²⁷⁾
- Différence possible de densité superficielle des plaques de même épaisseur.
- Variation de l'efficacité des interplaques de la chambre d'arrêt.

La détermination de R_0 est cependant assez aisée si l'on admet que la distribution des derniers canaux de l'histogramme est gaussienne. Le calcul d'un $\bar{R} = R_0$ et d'un σ_R est alors possible. Avec cette méthode, nous avons calculé le parcours de R_0 pour l'expérience faite au PS (Exp. PS1). Des tables de la réf. 23, nous avons extrait E_0 et calculé σ_E . L'énergie et l'écart σ_E de l'expérience SC ont été déterminés de la même façon. (II.3.2)

Les résultats relatifs à l'expérience PS1 sont les suivants:

E_0 nominale (MeV)	R_0 expérimental (g/cm ²)	E_0 expérimentale (MeV)
204	30,0 ± 1,9	204 ± 8
230	37,0 ± 2,7	230 ± 9
265	46,9 ± 1,5	266 ± 5
325	66,5 ± 2,7	329 ± 8
360	75,4 ± 1,8	354 ± 5
390	85,5 ± 1,7	382 ± 7

Nous avons déterminé, pour les énergies obtenues à partir de R_0 expérimental que :

$$\sigma_{\text{expérimental}} \approx \sqrt{\sigma^2_{\text{faisceau}} + \sigma^2_{\text{résolution}} + \sigma^2_{\text{"straggling"}}$$

où σ_{faisceau} est la dispersion en énergie du faisceau incident et $\sigma_{\text{résolution}}$ est l'écart d'énergie pour une différence de parcours d'une plaque au voisinage de R_0 expérimental.

La contribution de l'effet de "straggling" est faible (<1% de R_0).

Le but de cette expérience était, rappelons-le, de déterminer dans quelles proportions les protons ont un parcours correspondant à leur énergie.

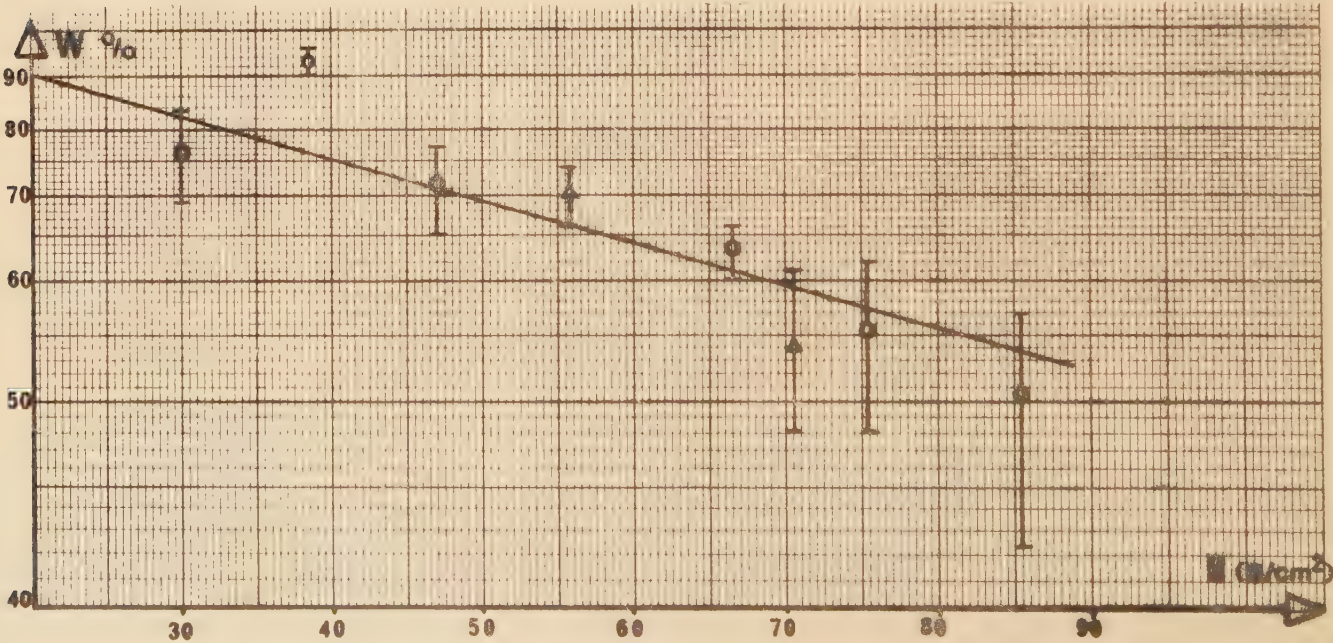


Fig.23

Sur la Fig. 23 nous avons porté $W = (N(R_0 \pm 2\sigma)/N_0)$ en fonction de R_0 pour chaque énergie étudiée, en ne prenant que les traces ne présentant pas de diffusion ($\theta < 1^\circ$). $N(R_0 \pm 2\sigma)$ est le nombre de protons entre $(R_0 - 2\sigma)$ et $(R_0 + 2\sigma)$ et N_0 le nombre total de protons de l'échantillon.

Il apparaît que la relation entre $U = \ln (N(R_0 \pm 2\sigma)/N_0)$ et le parcours R_0 peut être mise sous la forme:

$$U = P + Q \cdot R_0$$

P et Q peuvent être calculés par la méthode des moindres carrés :

$$P = 4,62 \pm 0,08$$

$$Q = (-7,44 \pm 1,44) \cdot 10^{-3}$$

en incluant le point $R = 0$ où le rapport $(N(R_0 \pm 2\sigma)/N_0)$ vaut évidemment $+0,95$, soit 95 %.

Ce qui sous forme exponentielle donne:

$$W = (101 \pm 8) \cdot e^{(-7,44 \pm 1,44) \cdot 10^{-3} \cdot R_0}$$

Nous avons également porté sur ce graphique (points Δ) les valeurs obtenues pour les deux calibrations en énergie des expériences SC et PS2.

Il est possible ainsi d'évaluer, pour diverses énergies, le pourcentage de protons ayant un parcours $R_0 \pm 2\sigma$.

V.2 SPECTRES DE PROTONS DIFFUSES

La Fig. 24 montre les distributions angulaires et les spectres obtenus pour les trois modes de déclenchement, D1, D2, D3, définis au paragraphe II.2.3. L'échantillon présenté a été obtenu pour une énergie de diffusion de $250 \pm 8,6$ MeV. Le nombre d'événements est le même pour chaque histogramme.

On constate que le pic "élastique" ($\Delta E = 0 \pm 10$ MeV, selon la définition du paragraphe III.3.3), s'il est bien marqué pour D1, décroît sensiblement pour D2 et disparaît totalement en D3. Il semble donc inutile de chercher à augmenter l'acceptance angulaire au-delà de 20° si on veut que la majorité des événements soit dans le pic élastique. Nous avons calculé que le pic élastique, pour D1, représente à cette énergie le 45 ± 5 % du nombre total des événements enregistrés. Pour une énergie de diffusion de $200 \pm 8,6$ MeV, cette proportion est de 31 ± 4 %.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent (V.1), les effets qui affectent la détermination de l'énergie peuvent faire classer comme inélastique un proton dont la diffusion est en fait élastique. Ces effets peuvent agir aussi bien sur la détermination de l'énergie de diffusion que sur celle de l'énergie après diffusion.

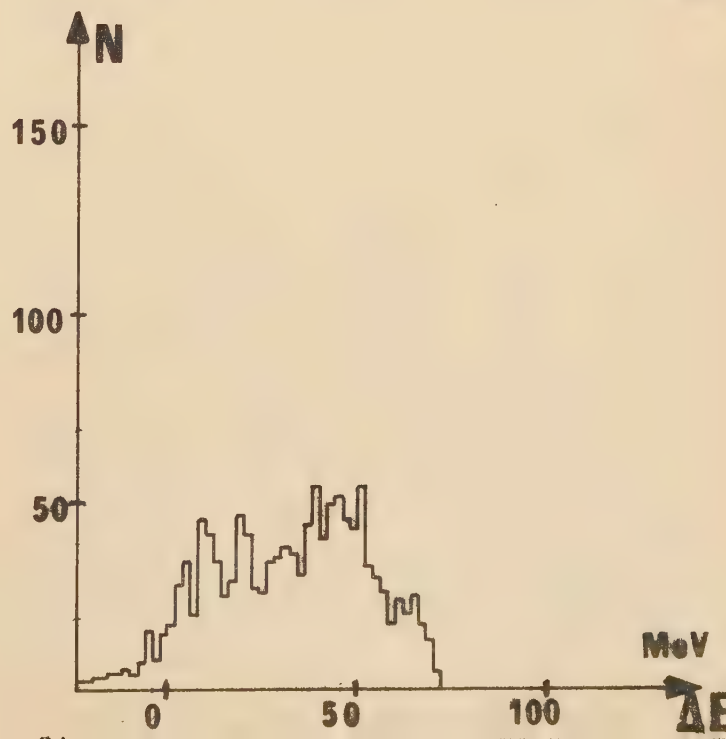
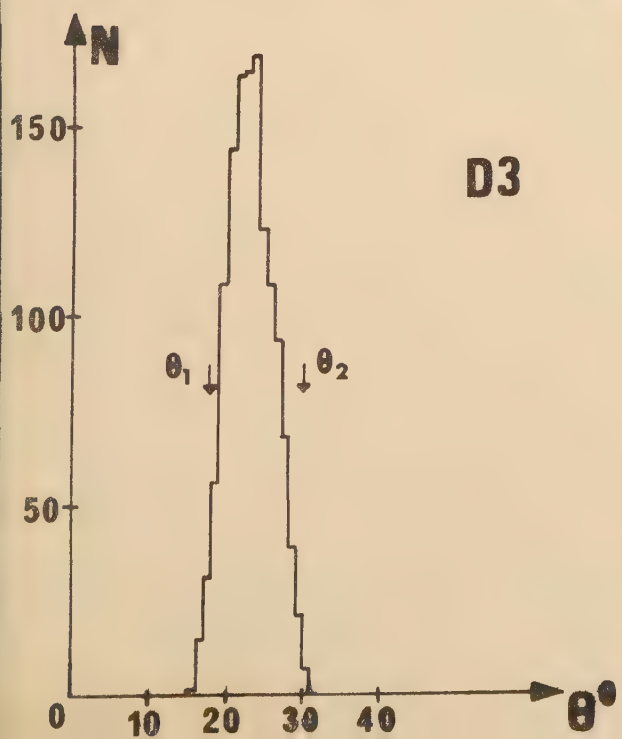
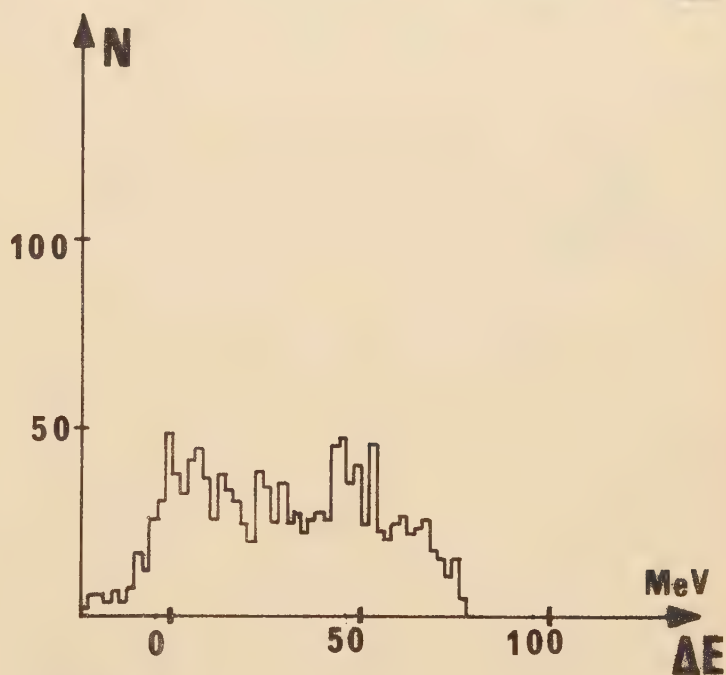
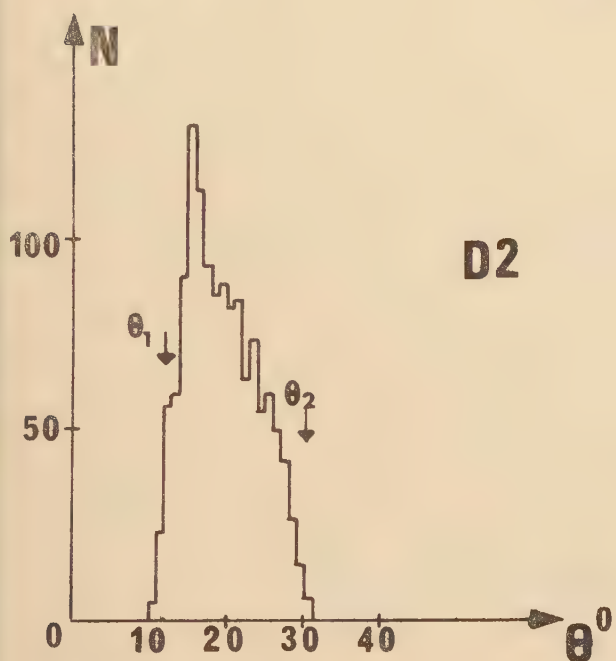
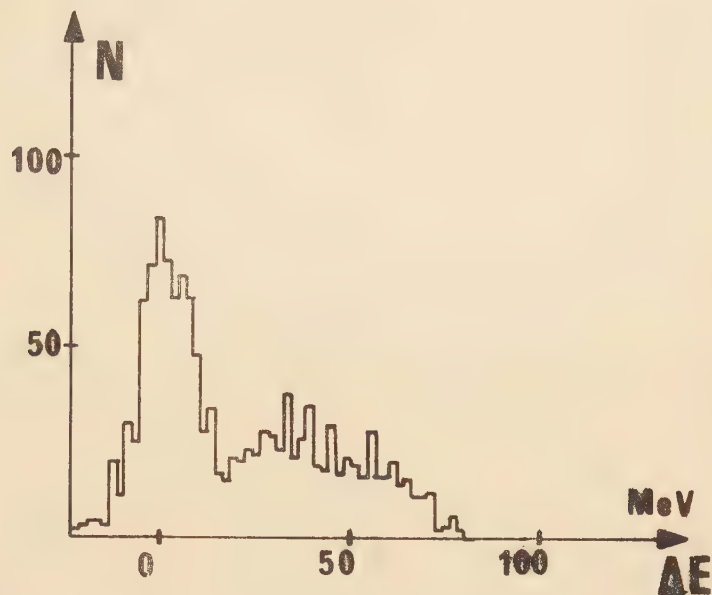
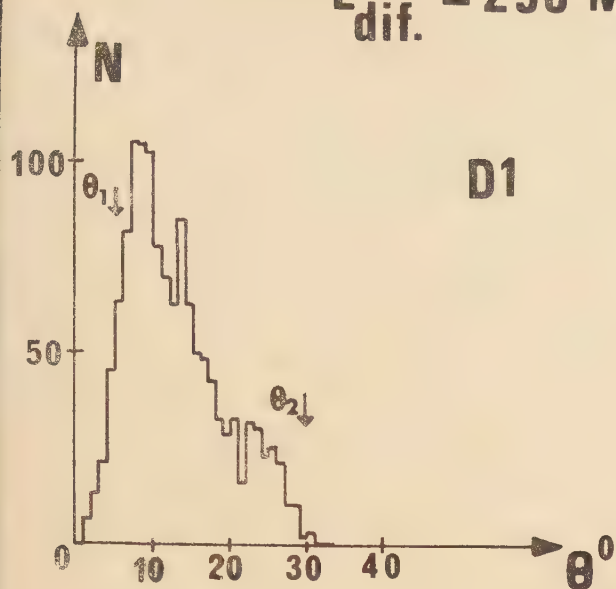
Remarque

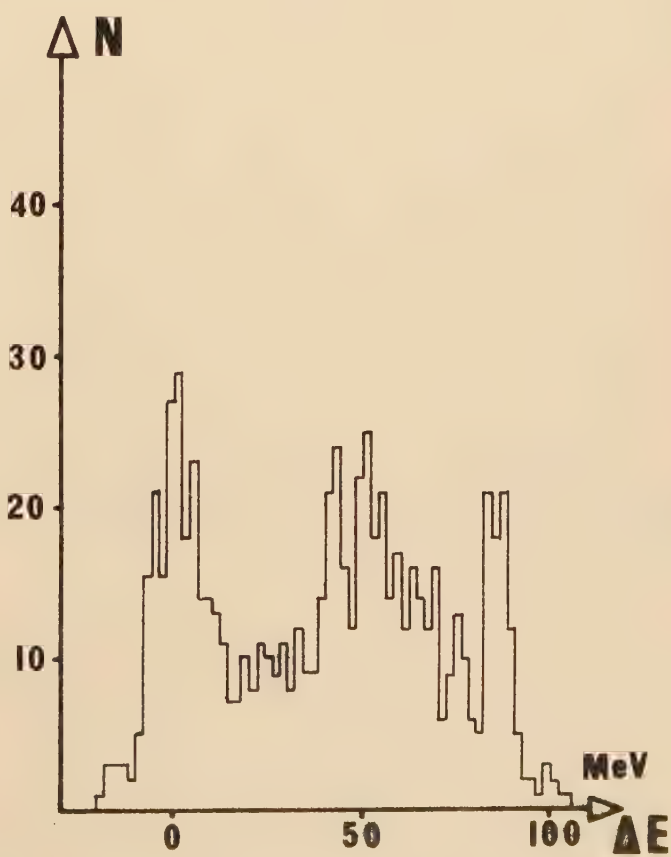
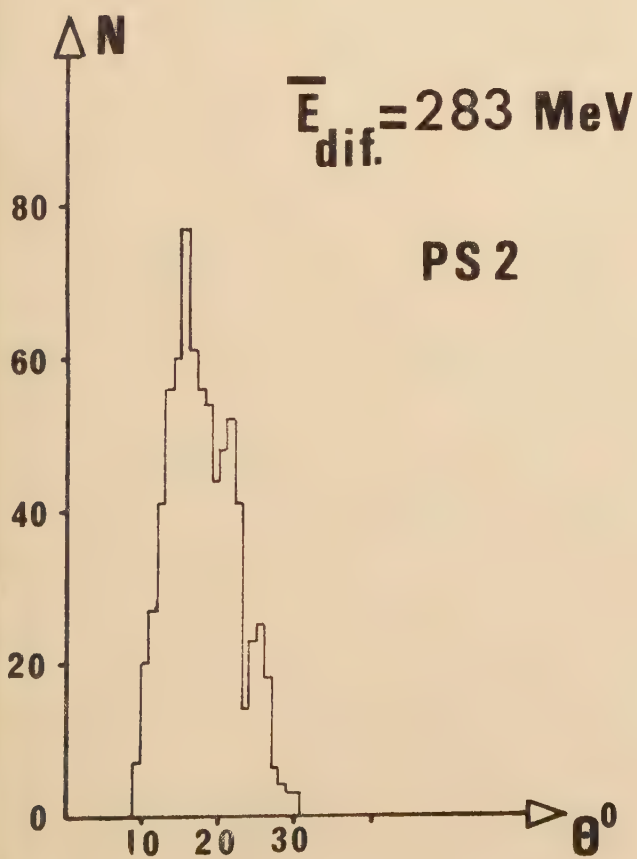
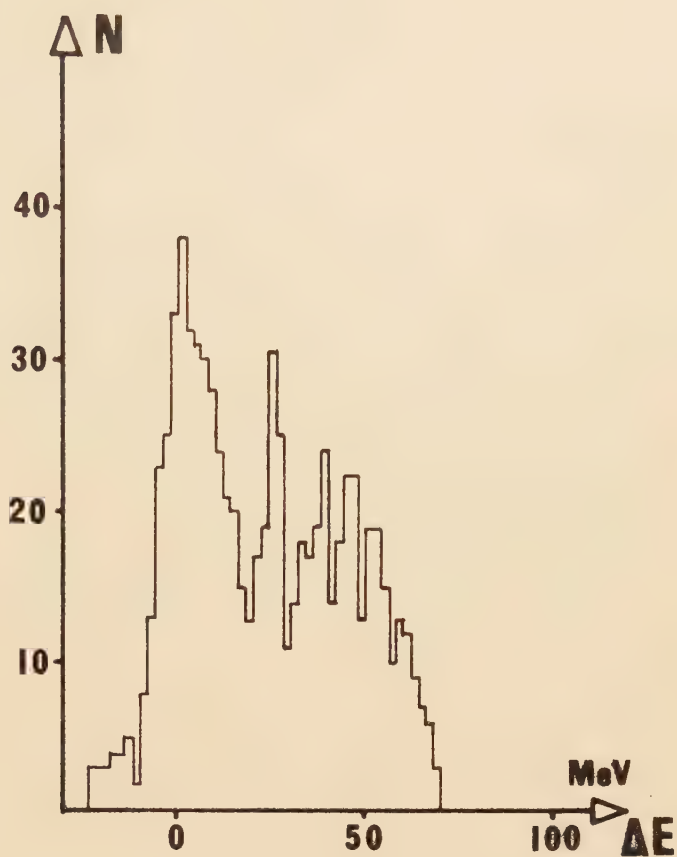
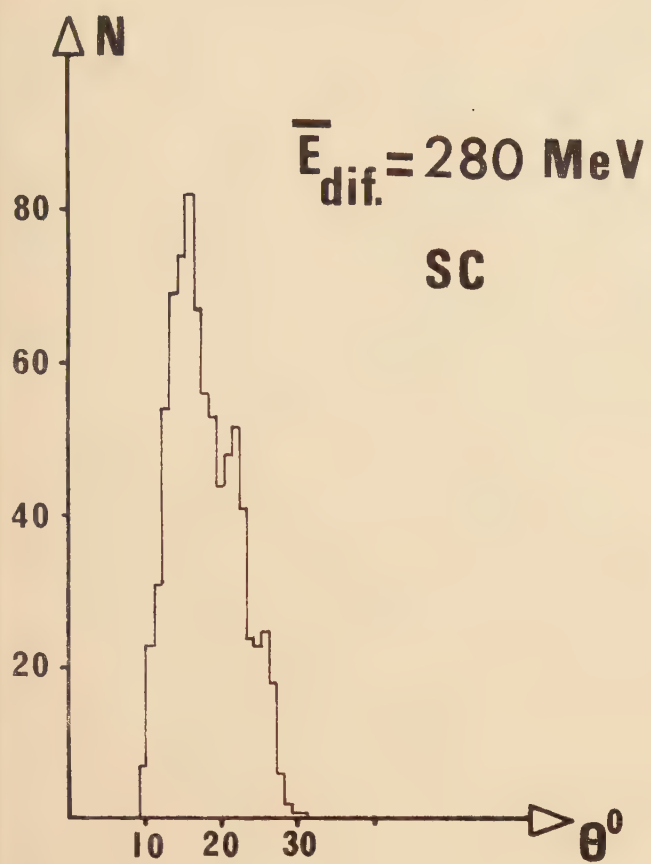
Les angles θ_1 , θ_2 , de la Fig. 24 indiquent les angles-limites de diffusion pour un proton ayant sa trajectoire d'entrée confondue avec l'axe du polarimètre.

V.2.1 COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DE L'EXPERIENCE SC ET CEUX DE L'EXPERIENCE PS2.

Rappelons que l'expérience PS2 a été faite, avec un faisceau dont la dispersion en énergie était $\Delta E/E \approx 1$ %, dans le but de vérifier les distributions spectrales de l'expérience SC. Les distributions spectrales pour une même distribution angulaire et un même nombre d'événements, relatives à ces deux expériences sont visibles sur la Fig. 25.

$E_{\text{dif.}} = 250 \text{ MeV}$





La différence dans la distribution spectrale provient de la différence du dispositif expérimental entre les deux expériences. Sur la Fig. 26, nous avons porté $E = f(R)$ où E est l'énergie du proton et R l'épaisseur de graphite traversée. Les courbes a) sont relatives aux protons d'énergie nominale, les courbes b) ont pour origine l'énergie minimum que doit avoir un proton pour parvenir aux compteurs placés derrière la chambre de diffusion. Ces deux courbes (a,b) déterminent les valeurs extrêmes de l'inélasticité possible avec les deux dispositifs expérimentaux. On voit immédiatement que, pour une énergie de diffusion de 280 MeV, l'inélasticité maximum acceptable est de 75 MeV dans le cas de l'expérience SC, tandis que pour 283 MeV, le maximum est de 100 MeV environ. Bien que les deux spectres ne soient pas rigoureusement semblables, il faut constater que les résultats de l'expérience PS2 confirment ceux obtenus lors de l'expérience SC, à savoir que la contribution "inélastique" est importante. Il faut donc en tenir compte lors d'estimations préliminaires d'expériences, au cours desquelles, l'utilisation d'un polarimètre à protons à chambres à étincelles est envisagée.

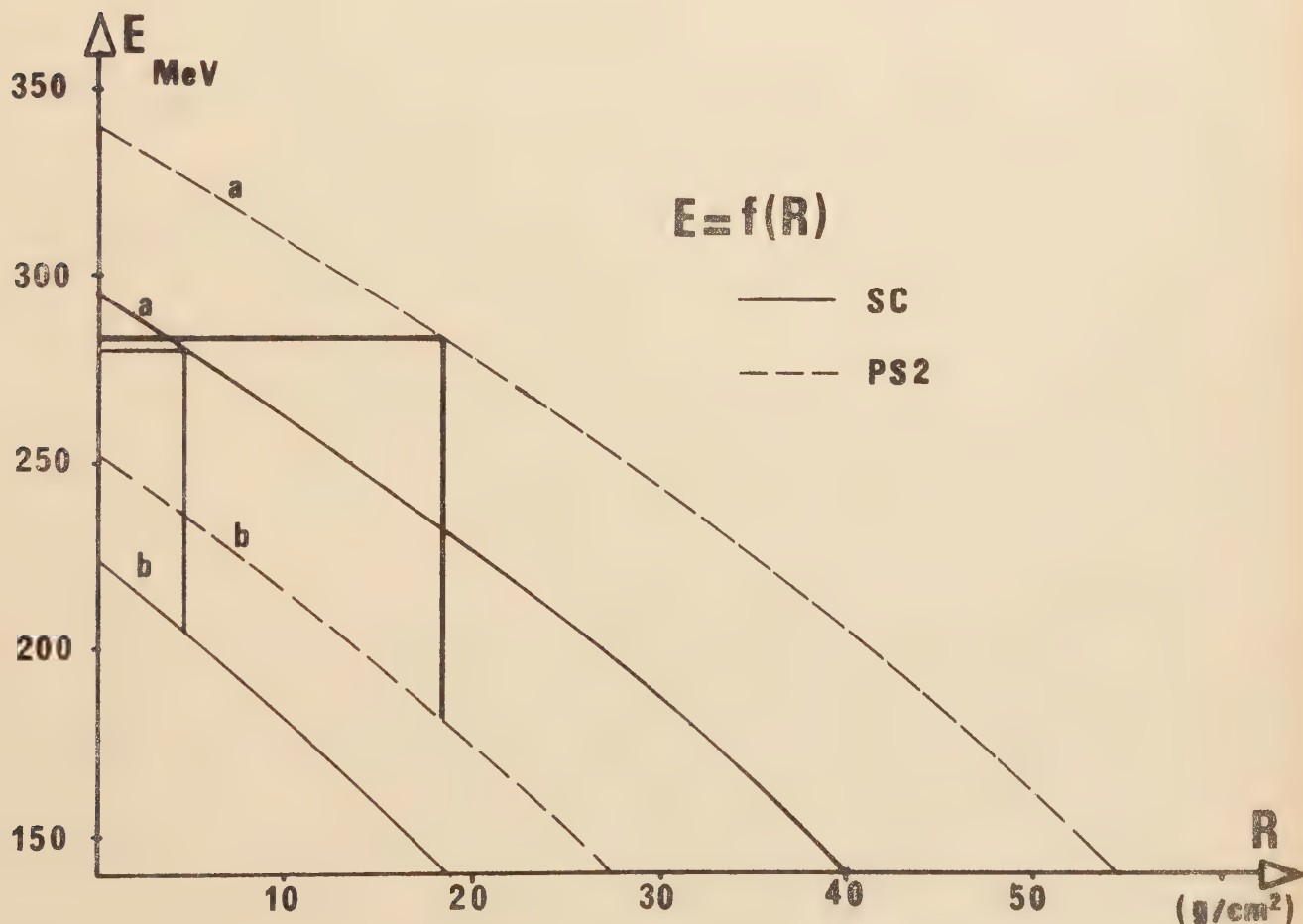


Fig. 26

Pour éliminer en partie la contamination en inélasticité en cours d'expérience, les compteurs qui sélectionnent les protons diffusés ne devraient couvrir qu'une gamme d'angles allant de 5 à 20^0 .

De plus, ces compteurs seraient placés derrière une chambre d'arrêt dont la densité superficielle aurait été choisie pour arrêter les protons trop inélastiques. Cette chambre constituerait un filtre, et seuls les protons dont l'inélasticité serait inférieure au seuil défini par ce filtre atteindraient les compteurs et déclencheraient les chambres. Ces protons seraient arrêtés dans une chambre placée après les compteurs.

Un dispositif de ce genre n'est possible qu'avec l'arrangement du polarimètre tel que nous l'avons utilisé dans cette expérience. Avec une disposition telle que celle utilisée dans l'expérience $\beta(\Lambda)$ il n'est pas facile de résoudre le problème de la contamination en inélasticité.

Il est possible d'envisager un polarimètre de conception différente, adapté par exemple à une expérience "en ligne".

L'ensemble pourrait être composé de :

- a) Une chambre à fils pour avoir la direction des protons incidents. Cette chambre serait précédée et suivie de compteurs pour la détection des protons.
- b) Une suite alternée de plaques de graphite et de plans de fils, formant la chambre de diffusion. La quantité de graphite serait limitée: 10 à 12 g/cm^2 .
- c) Une chambre qui montrerait la direction des protons après la chambre de diffusion.
- d) Un aimant de déflexion suivi d'une ou plusieurs chambres pour la détermination de l'impulsion des protons diffusés.

Il serait encore possible d'envisager la présence avant et après la chambre de diffusion d'un système d'hodoscoptes ou d'une logique de compteurs.

V. 3 RESULTATS DES MESURES DE $A(\theta)$

Les résultats de la mesure du pouvoir d'analyse du graphite, $A = f(\theta, E_{\text{dif}}, \Delta E)$ selon les conditions définies au paragraphe IV sont visibles sur les Fig. 27 à 30.

Les erreurs portées sur les points sont les erreurs données lors du calcul de la fonction du maximum de vraisemblance: l'erreur est la largeur de la fonction à $e^{-1/2}$ de sa valeur maximum. La grandeur des erreurs est due principalement à la statistique.

Les courbes ont été ajustées par la méthode des moindres carrés.²⁴⁾

Pour le calcul, nous avons imposé les conditions suivantes:

- 1) la fonction décrivant le pouvoir d'analyse en fonction de θ est nulle pour $\theta=0$.
- 2) la dérivée première de cette fonction est également nulle à l'origine.

La condition "1" exprime que le pouvoir d'analyse est toujours nul à l'origine tandis que la condition "2" est une approximation qui rend compte du fait, généralement admis, que la polarisation (le pouvoir d'analyse) est pratiquement nulle pour des angles inférieurs à 1 ou 2 degrés suivant l'énergie de diffusion.²⁸⁾

La forme analytique sera alors:

$$A(\theta, E_{\text{dif}}, \Delta E) = a_{1jk} \cdot \theta^2 + a_{2jk} \cdot \theta^3 + a_{3jk} \cdot \theta^4$$

l'indice j est relatif à l'énergie de diffusion (1 à 4) et k à la classe d'inélasticité (1 à 3).

A la fin de ce chapitre, un tableau donne les diverses valeurs des paramètres a_{ijk} (Annexe 1).

Nous avons arrêté ce développement au troisième terme; en effet, si l'addition d'un terme supplémentaire améliore le χ^2_{total} , la courbe par contre n'est plus lisse et tend à suivre les points expérimentaux. Si le développement ne comprend que deux termes, le χ^2_{total} devient trop élevé.

Nous avons également essayé d'ajuster nos courbes avec les fonctions de Legendre qui satisfont aux deux conditions ci-dessus: les $P_1^m(\cos \theta)$ avec $m \geq 2$. Pour le même nombre de termes du développement, les χ^2 obtenus alors étaient toujours plus grands que ceux obtenus avec le développement en puissance de θ .

Sur ces graphiques, nous avons également porté les courbes données par Peterson⁸⁾, pour l'énergie de diffusion la plus proche et pour $0 \leq \Delta E \leq 10$ MeV.

Pour nos courbes différentielles relatives à des bandes d'inélasticité plus élevée, il n'est pas possible d'établir de comparaison avec d'autres résultats; à notre connaissance en effet, de telles mesures ne semblent pas avoir été faites dans ce domaine.

Comme on peut le voir, l'allure générale de nos courbes pour $-10 \leq \Delta E < 10$ MeV est assez semblable à celle donnée par Peterson ($0 \leq \Delta E \leq 10$ MeV).

A 180 MeV (Fig. 27) cependant, le maximum de notre courbe est plus élevé et est déplacé vers les petites valeurs de θ . L'accord est toutefois bon à partir de 20° .

A 210 MeV (Fig. 28), par contre, l'accord est meilleur.

A 240 MeV (Fig. 29), il y a décalage entre les courbes. Ce décalage est normal car, lorsque l'énergie augmente, la valeur du maximum diminue et celui-ci se déplace vers les petits angles.

Quant à la courbe de 270 MeV (Fig. 30), la comparaison s'avère plus difficile. Il faut remarquer cependant que la courbe Peterson est donnée pour une valeur d'énergie plus élevée.

Nous avons calculé $A(\theta, E_{\text{dif}}, \Delta E)$ séparément pour chacune des deux séries qui constituent l'ensemble de nos événements. L'écart entre les points obtenus pour chacune des séries était inférieur à la moyenne des erreurs, sur chaque point considéré. Il n'est pas apparu qu'une des deux séries donnait des valeurs systématiquement plus grandes ou plus petites que l'autre. Les résultats de chacune des séries sont donc parfaitement compatibles; il ne semble pas qu'une fausse asymétrie éventuelle ait affecté l'une plus que l'autre.

Les Fig. 31 et 32 donnent les valeurs de $A(\theta, E_{\text{dif}}, \Delta E)$ pour des valeurs intégrées de l'inélasticité:

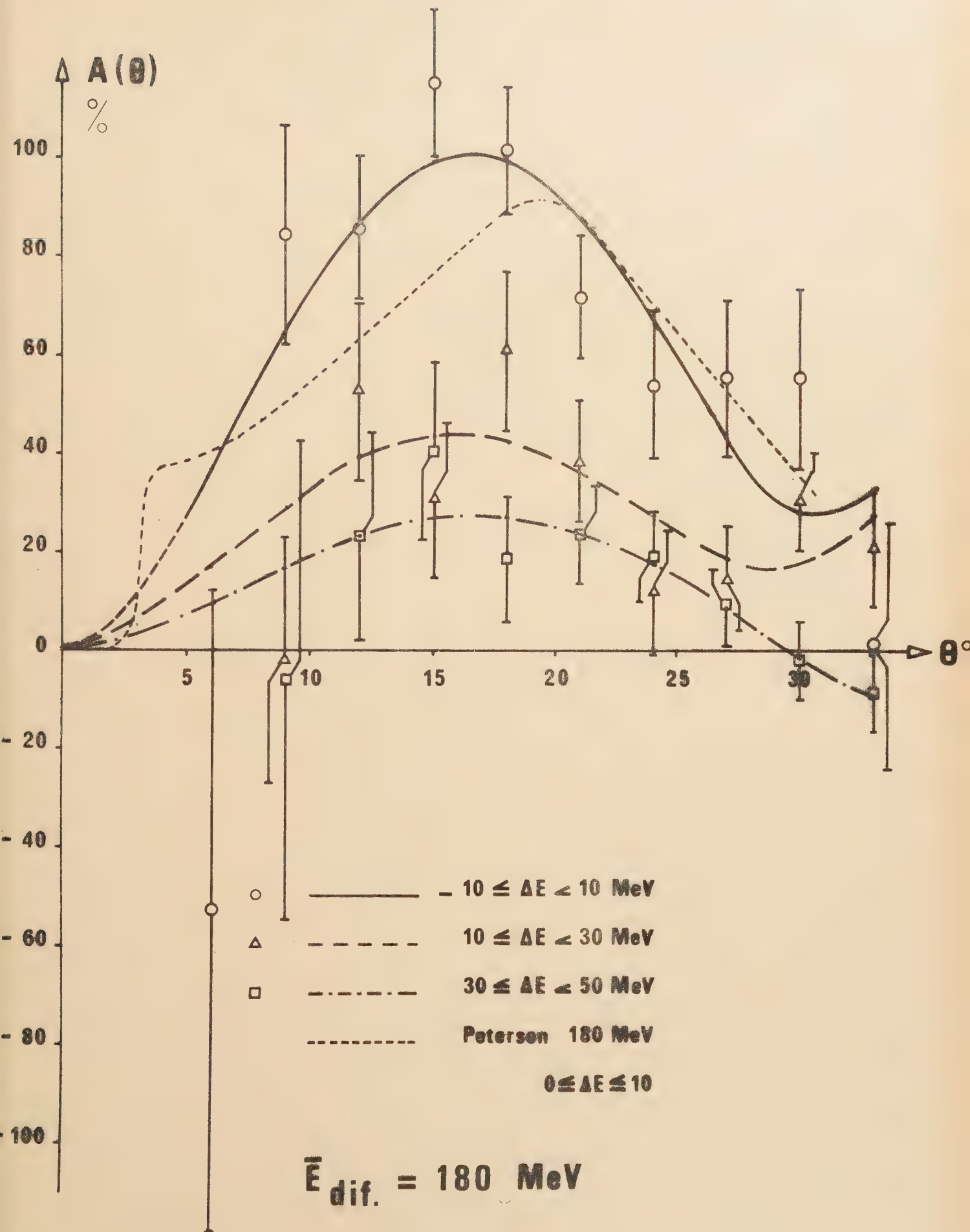
$$-10 \leq \Delta E < 10 \text{ MeV}$$

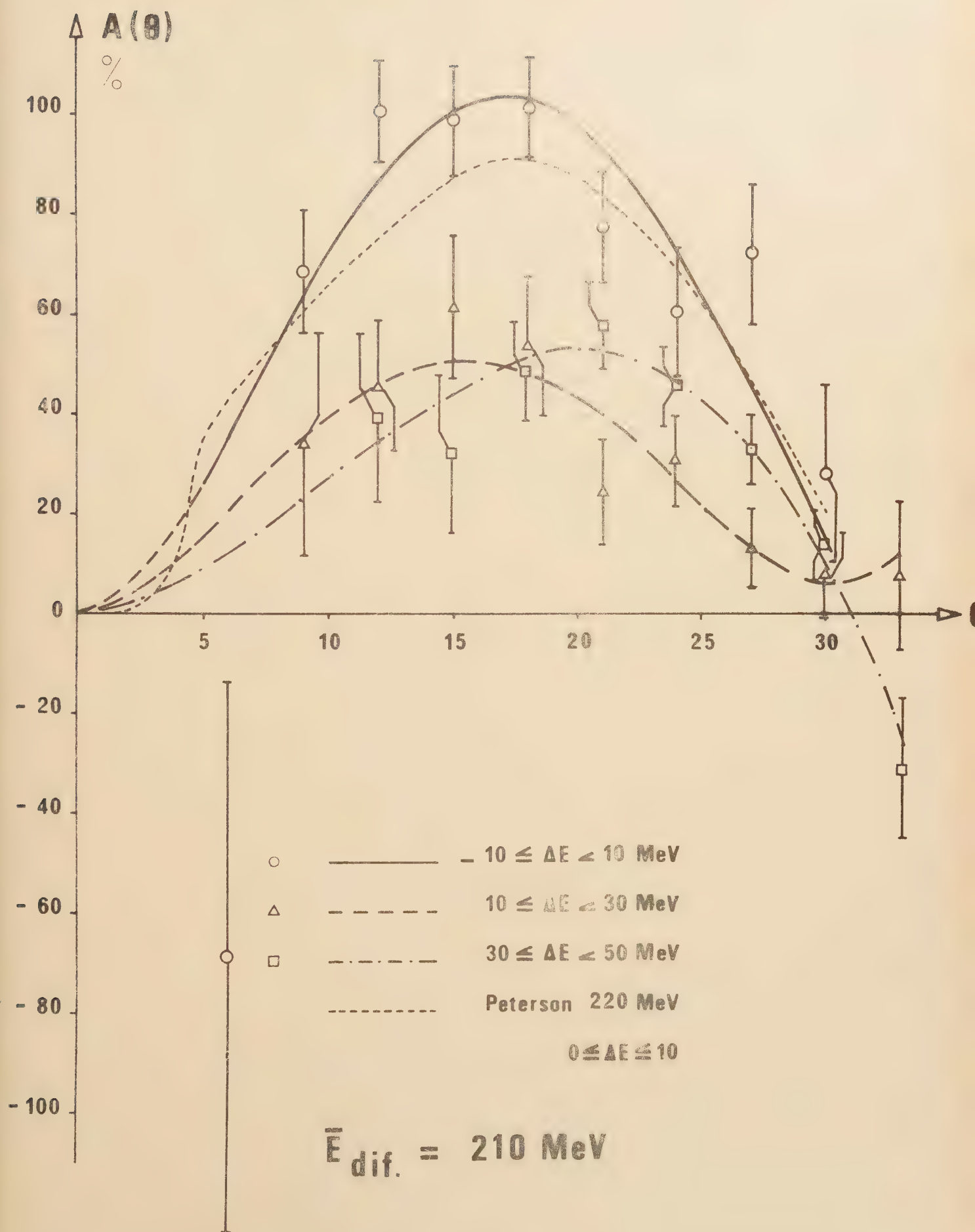
$$-10 \leq \Delta E < 30 \text{ MeV}$$

$$-10 \leq \Delta E < 50 \text{ MeV}$$

et ceci pour les deux énergies extrêmes de diffusion: 180 MeV (Fig. 31) et 270 MeV (Fig. 32).

Nous avons également porté à titre de comparaison les courbes données par Peterson pour les mêmes limites en inélasticité; ces courbes, cependant, sont des résultats théoriques et non des résultats expérimentaux. Les différences observées pour les courbes "élastiques" persistent, mais l'allure générale des courbes est assez semblable.





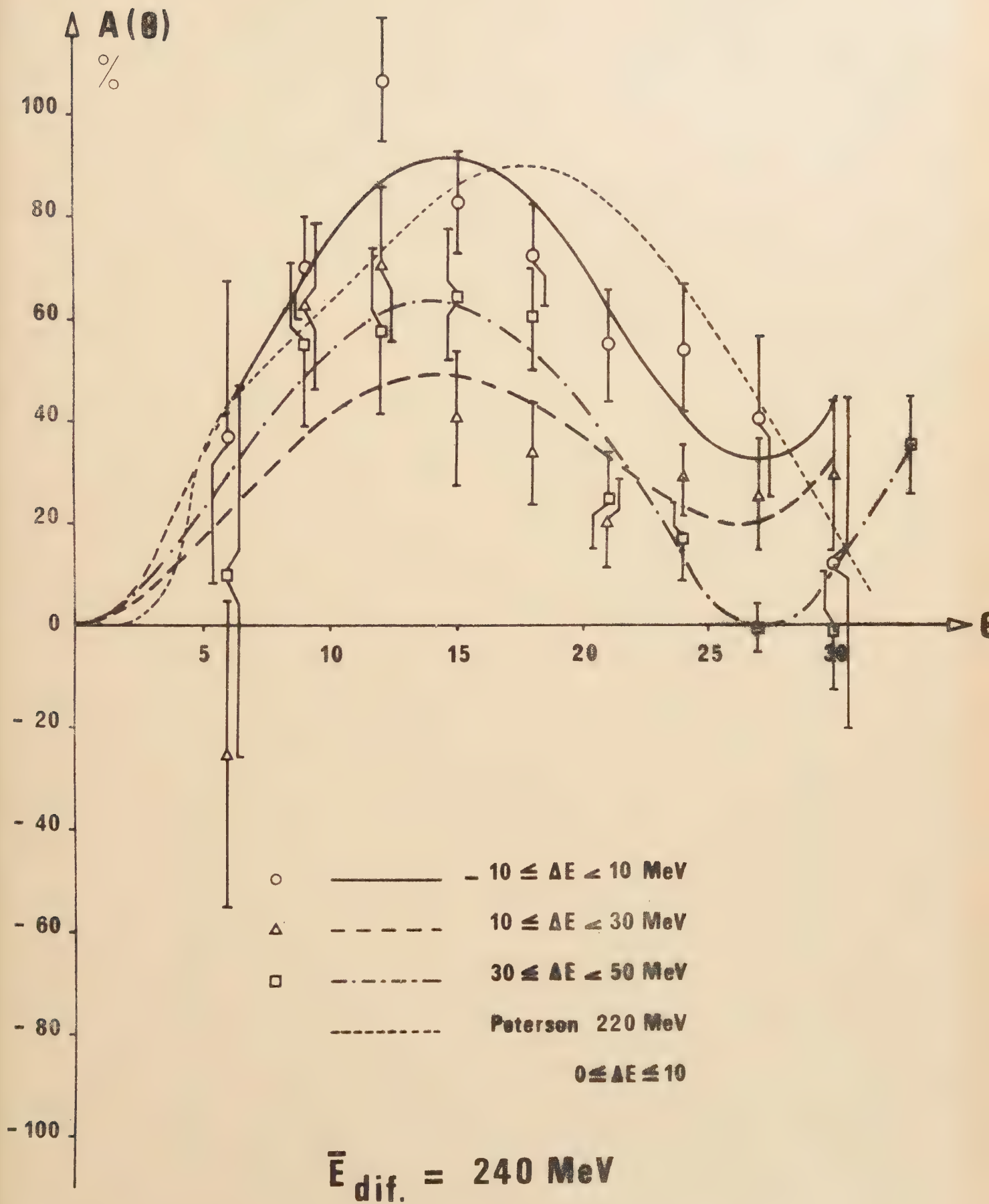


Fig. 29

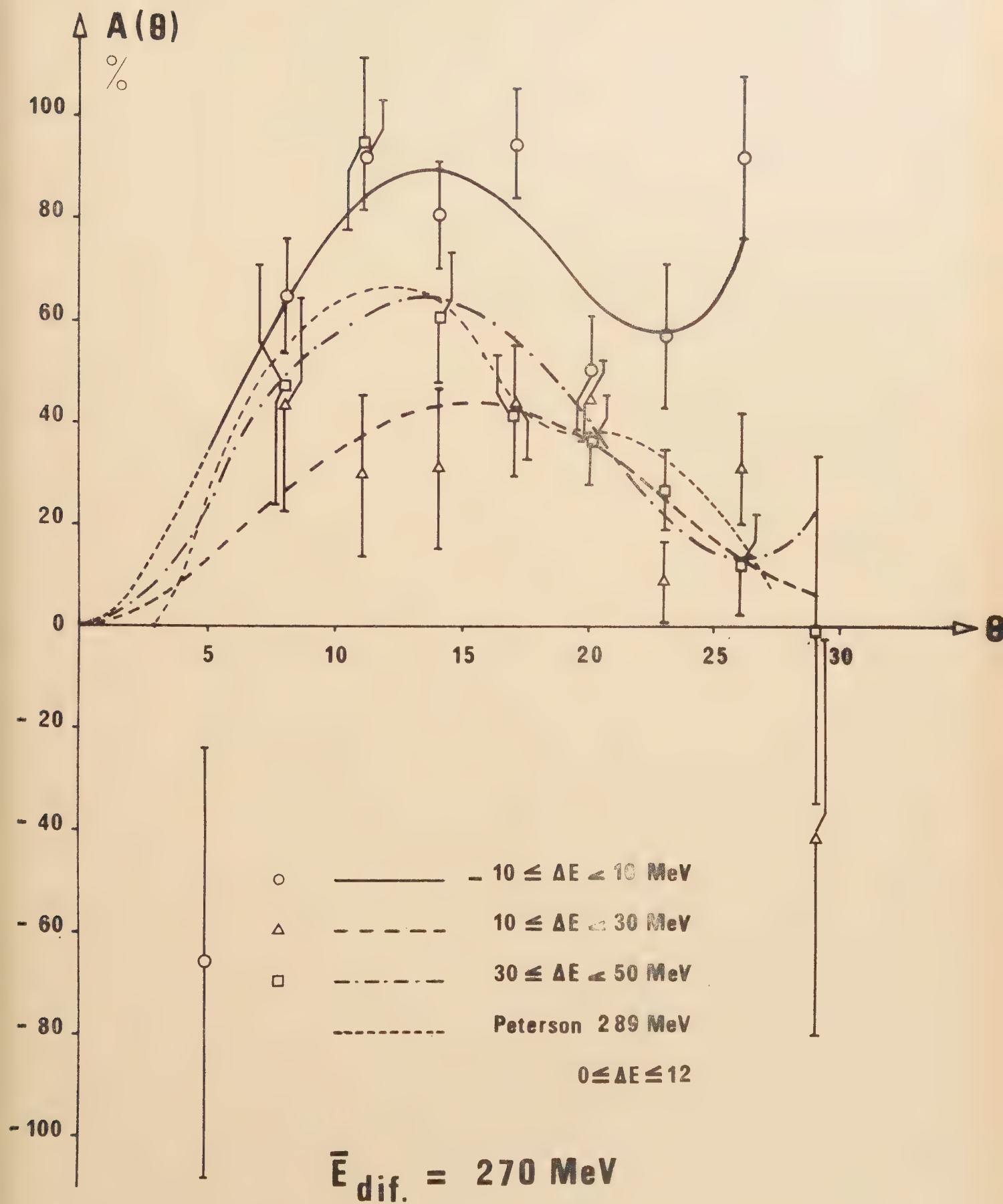


Fig. 30

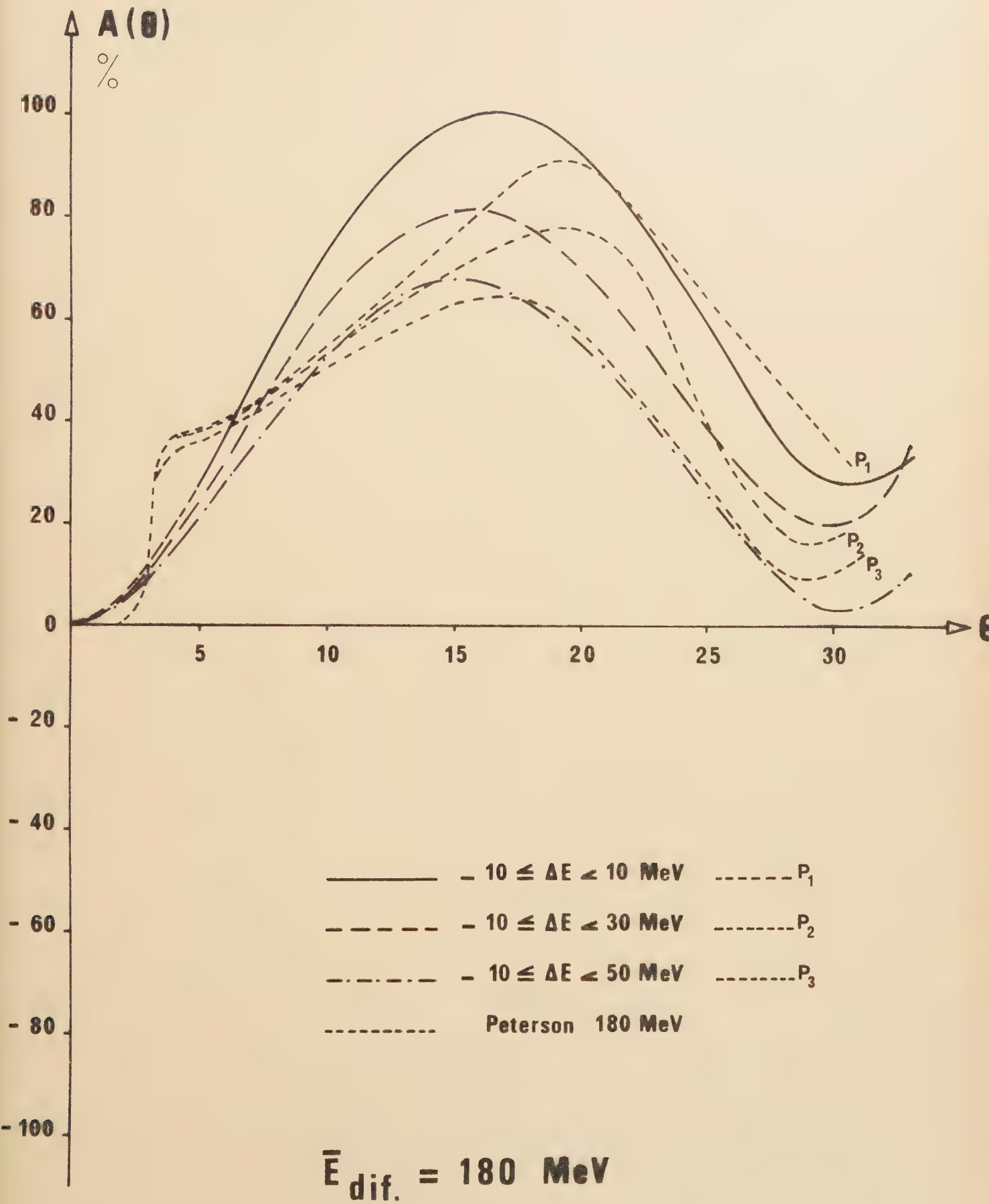


Fig. 31

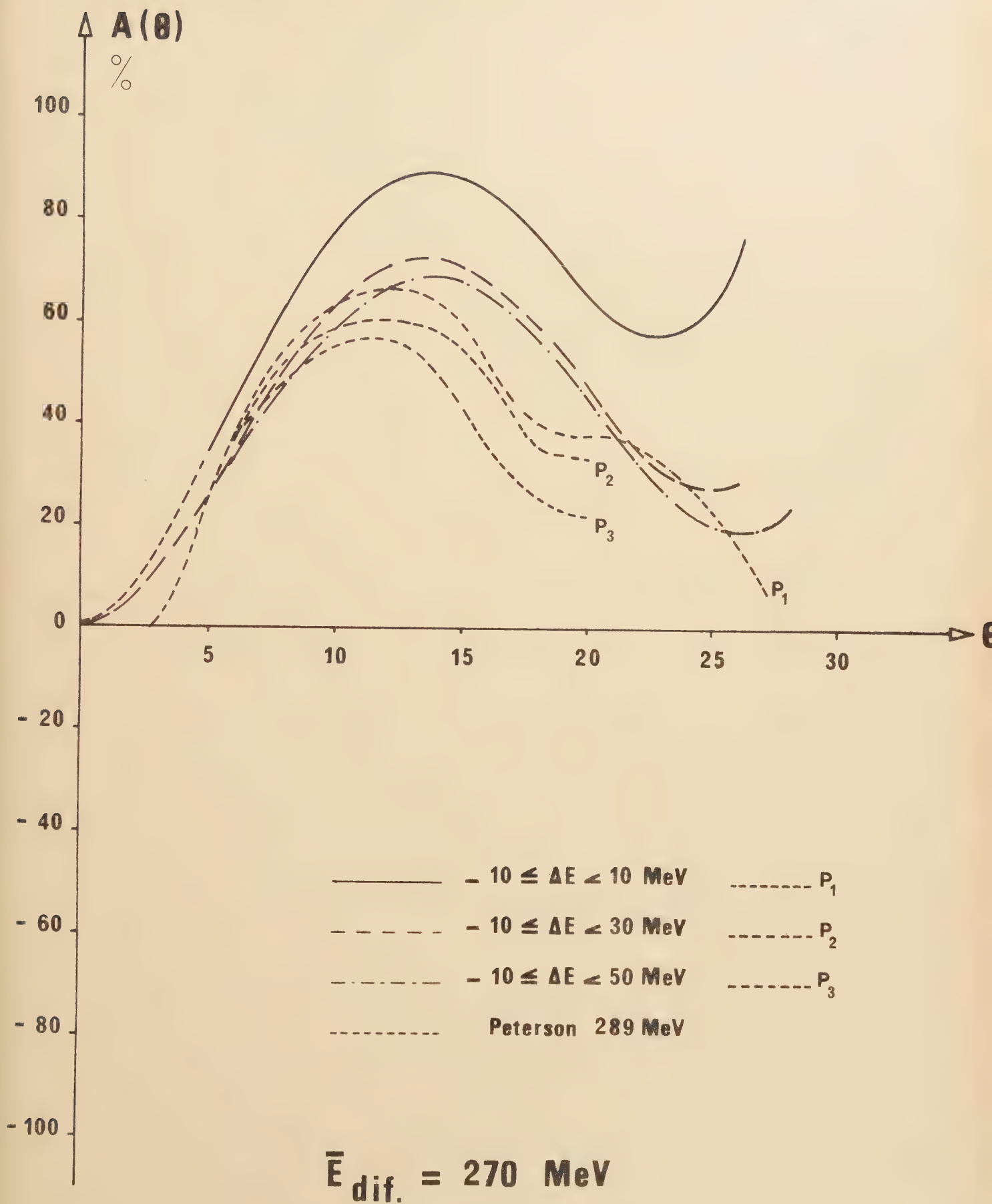


Fig. 32

V. 3. 1 ESTIMATION DES FAUSSES ASYMETRIES ET

DISCUSSION DES RESULTATS

Pour déterminer d'éventuelles asymétries instrumentales, nous avons mesuré des photos de l'expérience faite à 400 MeV. Cette expérience a été réalisée avec les deux polarisations du faisceau $+\vec{Z}$ et $-\vec{Z}$, dans le but précisément de pouvoir évaluer de telles asymétries.

Comme nous l'avons dit plus haut (III. 3. 1. 1) nous avons mesuré avec la méthode manuelle 42.300 photos environ, pour chacune des polarisations. Pour chaque déclenchement, et pour chaque polarisation, nous avons sélectionné les événements avec le programme ATETASL, puis nous avons calculé un pouvoir d'analyse moyen pour l'ensemble des événements de chaque paire de compteurs (29-35), (30-34), (31-33). La combinaison de ces résultats nous a donné :

$$\epsilon_{\text{instrumental}} = -3,8 \pm 3,1 \%$$

Ce qui signifie que les valeurs calculées du paramètre $B = A.P.$ seraient trop faibles de $3,8 \pm 3,1 \%$.

Nous n'avons cependant pas tenu compte de ce résultat et ceci pour trois raisons:

- 1) Lors de l'expérience à 400 MeV, nous avons dû, pour arrêter les protons dans la chambre P2, remplacer P1 par une paroi de briques de plomb de 50 mm d'épaisseur. Il est à craindre qu'au cours de cette opération, l'arrangement des compteurs (29 à 35) placés juste devant P1 ait été dérangé. De ce fait, le dispositif expérimental n'était plus le même que lors de l'expérience à 300 MeV.
- 2) Bien que la réalisation du faisceau polarisé selon $-\vec{Z}$ ait été faite de manière rigoureusement symétrique à celle de la polarisation positive, il n'est pas certain que la valeur de la polarisation du faisceau soit la même. La référence 16 ne donne aucune indication à ce sujet.
- 3) La valeur obtenue pour l'asymétrie instrumentale $-3,8 \pm 3,1$ n'est pas concluante, l'erreur étant trop considérable.

Si l'on résume les différentes causes possibles de fausse asymétrie, on obtient :

- 1) Inefficacité électronique.
- 2) Mauvais alignement entre le faisceau et l'axe du polarimètre.
- 3) Asymétrie dans les rejets des photos.
- 4) Coupures abusives sur une classe d'événements (G ou D) lors de la sélection des événements, par le programme ATETASL.

Chacun de ces points a été étudié au cours de ce travail. Le point 1 a été traité au paragraphe II. 2. 3 p. 16. Les points 2 et 4 relèvent d'asymétrie géométrique et nous avons vu au paragraphe III. 1 p. 28 que le programme MALIK, par la forme de la fonction de probabilité $f_1(\phi)$, corrigeait une telle asymétrie. Quant au point 3, nous l'avons discuté au paragraphe III. 3. 2 p. 38. Pour chacun de ces points, nous avons vu que les indications dont nous disposions ne mettaient pas en évidence une fausse asymétrie appréciable.

Le point 1 reste cependant le point le plus délicat et nous aurions une confiance plus grande en nos résultats si nous disposions de mesures faites, par exemple, avec un faisceau non-polarisé pour les trois modes de déclenchement, à 300 MeV. Nous espérons pouvoir tirer de l'expérience avec les deux polarisations l'information nécessaire pour la détermination d'une éventuelle asymétrie instrumentale.

Il faut remarquer qu'une simple comparaison entre nos résultats et ceux donnés par Peterson ne va pas nécessairement de soi. Les résultats Peterson pour $0 < \Delta E < 10$ MeV sont des résultats obtenus à partir d'expériences faites avec des télescopes de compteurs et une faible quantité de graphite (2 à 3 g/cm²) comme cible d'analyse. Il est bien évident que le résultat physique final ne doit pas dépendre de la manière dont il a été acquis. Dans notre expérience, cependant, les conditions expérimentales sont très différentes, surtout en ce qui concerne la quantité de graphite et les conditions d'enregistrement des événements.

Comme nous l'avons vu au paragraphe V. 2, il y a une proportion non-négligeable d'événements pseudo-inélastiques. Nous pensons que la présence de ces événements, non discernables des vrais événements inélastiques, modifient de manière sensible les résultats. Ceci nous paraît particulièrement important pour les résultats concernant les bandes d'inélasticité élevée; ce fait expliquerait la valeur relativement grande du pouvoir d'analyse alors que celui-ci devrait tendre vers zéro lorsque l'inélasticité augmente. Il est clair qu'une augmentation de la statistique permettrait d'améliorer les résultats; il était difficile de prévoir qu'avec 300.000 événements, les résultats obtenus auraient une telle marge d'erreur.

Nous estimons cependant que, dans ces conditions, nos résultats sont une représentation fidèle de ce qui peut être obtenu avec un polarimètre à chambres à étincelles.

V. 4 UTILISATION DES RESULTATS

Pour faciliter l'utilisation des résultats, nous avons prévu un sous-programme "ATETA (EDIF,EINEL,TETA,PA)" qui calcule pour une énergie de diffusion EDIF, une inélasticité EINEL, la valeur du pouvoir d'analyse PA à l'angle TETA.

Nous avons déterminé par la méthode des moindres carrés les relations liant les coefficients a_{ijk} en fonction de l'énergie de diffusion ($j=1,4$) de manière à obtenir une équation du type:

$$a_{ijk} = b_{1jk}.E + b_{2jk}.E^2 + b_{3jk}.E^3$$

ceci pour toutes les valeurs de l'indice i et les trois valeurs de l'inélasticité ($k=1,3$). Les b_{mjk} sont donnés dans l'Annexe 2.

Nous avons choisi cette forme de relation afin que les a_{ijk} soient tous nuls pour une énergie de diffusion nulle.

Il est donc possible pour une énergie de diffusion EDIF et une inélasticité EINEL données de calculer les coefficients a_{ijk} correspondants. Avec la relation donnant $A(\theta, E_{dif}, \Delta E) = f(\theta)$ (V.3 page 57), le sous-programme calcule les valeurs du pouvoir d'analyse à l'angle TETA pour les inélasticités entre lesquelles est comprise EINEL. La valeur de PA est alors calculée par interpolation linéaire.

A cause des erreurs sur les coefficients a_{ijk} (voir Annexe 1), la relation qui les calcule, ne comportant que trois termes, va introduire une nouvelle erreur. L'addition d'un terme supplémentaire permet un calcul exact des a_{ijk} . Nous avons calculé des valeurs du pouvoir d'analyse avec les deux développements et nous avons constaté que l'écart entre les valeurs ainsi obtenues restait dans les limites d'erreur introduites par les erreurs expérimentales.

Dans le sous-programme "ATETA (EDIF,EINEL,TETA,PA)", nous avons attribué à chacune des courbes originales donnant $A(\theta, E_{dif}, \Delta E)$ la valeur moyenne de chaque classe d'inélasticité: nous avons ainsi: $\Delta E = 0, 20, 40$ MeV.

Nous donnons en annexe (Annexe 3) le sous-programme "ATETA (EDIF,EINEL, TETA,PA) dans ses deux versions (développement à 3 et 4 termes).

Nous avons fixé les limites suivantes pour les paramètres:

$$180 \leq EDIF \leq 270 \text{ MeV}$$

$$0 \leq EINEL \leq 40 \text{ MeV}$$

$$6^\circ \leq TETA \leq 25^\circ$$

VI. CONCLUSION

Les buts que nous nous étions proposés ont été atteints. Du point de vue expérimental, nous avons conçu, réalisé et mis au point un polarimètre à protons à chambres à étincelles. Dans cette réalisation, nous nous sommes efforcés d'adopter des solutions techniques simples permettant un emploi très souple de l'appareillage.

Avec ce polarimètre, nous avons étudié la diffusion d'analyse ($p\text{-C}^{12}$) entre 180 et 300 MeV, ainsi que le problème du parcours des protons dans des chambres à étincelles à plaques de graphite. Au cours de ce travail, nous avons pu mettre en évidence les différents problèmes qui se présentent lors de l'utilisation de tels détecteurs, à savoir: apparition d'événements pseudo-inélastiques en quantité non-négligeable mais très difficile à estimer, rapport (nombre d'événements élastiques / nombre total d'événements) moins important (35 % environ) que celui auquel on s'attend généralement.

Nous avons proposé des solutions permettant d'améliorer cet état de fait, lors d'expériences ultérieures qui utiliseraient un tel polarimètre.

Des résultats de la mesure de $A(\theta)$ en fonction de l'énergie et de l'inélasticité de la diffusion ont été obtenus. Ces résultats sont présentés sous une forme directement utilisable lors d'une expérience comprenant un polarimètre à chambres à étincelles semblable à celui que nous avons employé.

Ajoutons encore que notre polarimètre a été utilisé dans l'expérience $\beta(\Lambda)^{10}$, expérience qui a pour but la détermination du paramètre β de la désintégration non-leptonique de l'hypéron Λ . Cette détermination nécessite la mesure de la polarisation du proton issu de la désintégration de Λ .

-ANNEXES-

TABLEAU DES COEFFICIENTS a_{ijk}

	180 MeV j=1	210 MeV j=2	240 MeV j=3	270 MeV j=4
$-10 \leq \Delta E < 10$ MeV k=1				
a_{1j1}	(1,547 $\pm$ 0,207). 10^{-0}	(1,437 $\pm$ 0,161). 10^{-0}	(1,814 $\pm$ 0,197). 10^{-0}	(2,080 $\pm$ 0,245). 10^{-0}
a_{2j1}	(-9,602 $\pm$ 1,688). 10^{-2}	(-8,385 $\pm$ 1,392). 10^{-2}	(-1,287 $\pm$ 0,185). 10^{-1}	(-1,621 $\pm$ 0,245). 10^{-1}
a_{3j1}	(1,517 $\pm$ 0,335). 10^{-3}	(1,217 $\pm$ 0,293). 10^{-3}	(2,339 $\pm$ 0,423). 10^{-3}	(3,325 $\pm$ 0,598). 10^{-3}
$10 \leq \Delta E < 30$ MeV k=2				
a_{1j2}	(7,167 $\pm$ 1,910). 10^{-1}	(8,495 $\pm$ 1,658). 10^{-1}	(9,790 $\pm$ 2,039). 10^{-1}	(7,599 $\pm$ 2,845). 10^{-1}
a_{2j2}	(-4,651 $\pm$ 1,451). 10^{-2}	(-5,494 $\pm$ 1,273). 10^{-2}	(-7,021 $\pm$ 1,713). 10^{-2}	(-5,011 $\pm$ 2,604). 10^{-2}
a_{3j2}	(7,731 $\pm$ 2,717). 10^{-4}	(8,946 $\pm$ 2,422). 10^{-4}	(1,295 $\pm$ 0,356). 10^{-3}	(8,338 $\pm$ 5,913). 10^{-4}
$30 \leq \Delta E < 50$ MeV k=3				
a_{1j3}	(3,788 $\pm$ 1,811). 10^{-1}	(4,084 $\pm$ 1,603). 10^{-1}	(1,292 $\pm$ 0,140). 10^{-0}	(1,431 $\pm$ 0,277). 10^{-0}
a_{2j3}	(-2,187 $\pm$ 1,341). 10^{-2}	(-1,464 $\pm$ 1,226). 10^{-2}	(-9,178 $\pm$ 1,046). 10^{-2}	(-1,065 $\pm$ 0,252). 10^{-1}
a_{3j3}	(3,066 $\pm$ 2,450). 10^{-4}	(0,468 $\pm$ 2,320). 10^{-4}	(1,626 $\pm$ 0,193). 10^{-3}	(2,004 $\pm$ 0,569). 10^{-3}

TABLEAU DES COEFFICIENTS b_{mjk}

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
$-10 \leq \Delta E < 10$ MeV $k=1$ b_{1j1} b_{2j1} b_{3j1}	$(3,406 \pm 2,639) \cdot 10^{-2}$ $(-2,355 \pm 2,344) \cdot 10^{-4}$ $(5,131 \pm 5,135) \cdot 10^{-7}$	$(-3,117 \pm 2,318) \cdot 10^{-3}$ $(2,507 \pm 2,075) \cdot 10^{-5}$ $(-5,866 \pm 4,585) \cdot 10^{-8}$	$(7,771 \pm 4,973) \cdot 10^{-5}$ $(-6,842 \pm 4,491) \cdot 10^{-7}$ $(1,647 \pm 1,000) \cdot 10^{-9}$
$10 \leq \Delta E < 30$ MeV $k=2$ b_{1j2} b_{2j2} b_{3j2}	$(-1,165 \pm 2,643) \cdot 10^{-2}$ $(1,511 \pm 2,372) \cdot 10^{-4}$ $(-3,599 \pm 5,253) \cdot 10^{-7}$	$(0,983 \pm 2,136) \cdot 10^{-3}$ $(-1,172 \pm 1,931) \cdot 10^{-5}$ $(2,717 \pm 4,307) \cdot 10^{-8}$	$(-1,774 \pm 4,274) \cdot 10^{-5}$ $(2,042 \pm 3,892) \cdot 10^{-7}$ $(-4,629 \pm 8,752) \cdot 10^{-10}$
$30 \leq \Delta E < 50$ MeV $k=3$ b_{1j3} b_{2j3} b_{3j3}	$(-1,303 \pm 2,374) \cdot 10^{-2}$ $(0,995 \pm 2,139) \cdot 10^{-4}$ $(-1,072 \pm 4,768) \cdot 10^{-7}$	$(0,127 \pm 1,894) \cdot 10^{-3}$ $(0,140 \pm 1,723) \cdot 10^{-5}$ $(-1,363 \pm 3,883) \cdot 10^{-8}$	$(-0,899 \pm 3,784) \cdot 10^{-5}$ $(0,348 \pm 3,479) \cdot 10^{-7}$ $(1,171 \pm 7,920) \cdot 10^{-10}$

TABLEAU DES COEFFICIENTS b_{mjk}

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
$-10 \leq \Delta E < 10$ MeV $k=1$			
b_{1j1}	$2,4104.10^{-1}$	$-2,6290.10^{-2}$	$6,0849.10^{-4}$
b_{2j1}	$-3,0571.10^{-3}$	$3,4215.10^{-4}$	$-7,9744.10^{-6}$
b_{3j1}	$1,3185.10^{-5}$	$-1,4880.10^{-6}$	$3,4631.10^{-8}$
b_{4j1}	$-1,8754.10^{-8}$	$2,1229.10^{-9}$	$-4,9165.10^{-11}$
$10 \leq \Delta E < 30$ MeV $k=2$			
b_{1j2}	$7,4727.10^{-2}$	$-1,0093.10^{-2}$	$2,8700.10^{-4}$
b_{2j2}	$-1,0294.10^{-3}$	$1,4020.10^{-4}$	$-3,9909.10^{-6}$
b_{3j2}	$4,9550.10^{-6}$	$-6,5930.10^{-7}$	$1,8565.10^{-8}$
b_{4j2}	$-7,8842.10^{-9}$	$1,0221.10^{-9}$	$-2,8440.10^{-11}$
$30 \leq \Delta E < 50$ MeV $k=3$			
b_{1j3}	$4,7703.10^{-1}$	$-4,5341.10^{-2}$	$5,2673.10^{-4}$
b_{2j3}	$-6,5556.10^{-3}$	$6,2030.10^{-4}$	$-7,2804.10^{-6}$
b_{3j3}	$2,9667.10^{-5}$	$-2,7896.10^{-6}$	$3,3045.10^{-8}$
b_{4j3}	$-4,3919.10^{-8}$	$4,1065.10^{-9}$	$-4,8905.10^{-11}$

- Annexe 3) -

Sous-programme ATETA (EDIF, EINEL, TETA, PA)

(version avec trois paramètres)

05/27/68

SUBROUTINE ATETA(EDIF,EINEL,TETA,PA)

CE SOUS-PROGRAMME CALCULE POUR UNE ENERGIE DE DIFFUSION EDIF, UNE
INELASTICITE EINEL, LA VALEUR DU POUVOIR D'ANALYSE DU CARBON A(TETA)
PAR INTERPOLATION LINEAIRE EN FONCTION DE L'INELASTICITE

LES LIMITES DE CES TROIS PARAMETRES SONT

EDIF COMPRIS ENTRE 180, ET 270, MEV

EINEL COMPRIS ENTRE 0, ET 40, MEV

TETA COMPRIS ENTRE 6, ET 25, DEGRES

DIMENSION A1(5),A2(5),B(9,4)

DATA(((B(I,J)),I=1,9),J=1,3)=

1 3,4058752E-02, -2,3547471E-04, 5,1312012E-07,
2 -1,1651135E-02, 1,5111550E-04, -3,5989788E-07,
3 -1,3025637E-02, 9,9509967E-05, -1,0724931E-07,
4 -3,1171261E-03, 2,5065163E-05, -5,8661640E-08,
5 9,8289866E-04, -1,1722893E-05, 2,7166388E-08,
6 1,2713522E-04, 1,4019774E-06, -1,3627757E-08,
7 7,7712202E-05, -6,8422692E-07, 1,6470506E-09,
8 -1,7739727E-05, 2,0422312E-07, -4,6286849E-10,
9 -8,98888685E-06, 3,4802482E-08, 1,1711540E-10)

DO 10 ME=1,4

A1(ME)=0,

10 A2(ME)=0,

TEST SUR LES VALEURS DES PARAMETRES

T=TETA

ED=EDIF

EI=EINEL

IF(T,LT,6,.,OR,T,GT,25,.) GO TO 1

IF(ED,LT,180,.,OR,ED,GT,270,.) GO TO 2

IF(EI,LT,0,.,OR,EI,GT,40,.) GO TO 3

T2=T*T

T3=T2*T

T4=T3*T

ED2=ED*ED

ED3=ED2*ED

IF(EI,GT,20,.) GO TO 4

I1=1

I2=4

E1=0,

E2=20,

GO TO 5

4 I1=4

I2=7

E1=20,

E2=40,

5 CONTINUE

```

L1=I1
I2=I1+1
L3=I1+2
L4=I1+3
M1=I2
M2=I2+1
M3=I2+2
M4=I2+3

```

C CALCUL DES COEFFICIENTS A1(I),A2(I)

```

DO 5 J=1,3
A2(J)=B(M1,J)*ED+B(M2,J)*ED2+B(M3,J)*ED3
A1(J)=B(L1,J)*ED+B(L2,J)*ED2+B(L3,J)*ED3
6 CONTINUE

```

```

VA1=A1(1)*T2+A1(2)*T3+A1(3)*T4
VA2=A2(1)*T2+A2(2)*T3+A2(3)*T4
P=(E2-E1)/(E2-E1)
IF(VA1,EQ,VA2) GO TO 9
IF(VA2,GT,VA1) GO TO 7
DIF=VA1-VA2
PA=VA2+P*DIF
GO TO 8
7 DIF=VA2-VA1
PA=VA1+P*DIF
GO TO 8

```

```

9 PA=VA1
1 PRINT 100,TETA
GO TO 8
2 PRINT 101,EDIF
GO TO 8
3 PRINT 102 ,EINEL
8 RETURN

```

```

100 FORMAT(3X,*,TETA EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE TETA =*,F5,2,/)
101 FORMAT(3X,*,EDIF EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE EDIF=*,F6,2,/)
102 FORMAT(3X,*,EINEL EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE EINEL=*,F6,2,/)

```

END

LEUR DE A(TETA)	42.72POUR EDIF=	180.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15.00 MEV ET POUR TETA =	10.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	55.43POUR EDIF=	200.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	10.00 MEV ET POUR TETA =	10.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	47.92POUR EDIF=	210.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15.00 MEV ET POUR TETA =	10.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	59.44POUR EDIF=	225.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15.00 MEV ET POUR TETA =	18.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	51.61POUR EDIF=	230.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15.00 MEV ET POUR TETA =	20.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	62.61POUR EDIF=	240.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	25.00 MEV ET POUR TETA =	15.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	42.32POUR EDIF=	245.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	37.00 MEV ET POUR TETA =	20.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	45.32POUR EDIF=	270.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15.00 MEV ET POUR TETA =	10.0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	56.31POUR EDIF=	210.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	25.00 MEV ET POUR TETA =	15.0 DEGRES

- Annexe 3 bis -

Sous-programme ATETA (EDIF,EINEL,TETA,PA)

(version avec quatre paramètres)

05/27/68

SUBROUTINE ATETA(EDIF,EINEL,TETA,PA)

CE SOUS-PROGRAMME CALCULE POUR UNE ENERGIE DE DIFFUSION EDIF, UNE
INELASTICITE EINEL, LA VALEUR DU POUVOIR D'ANALYSE DU CARBON A(TETA)
PAR INTERPOLATION LINEAIRE EN FONCTION DE L'INELASTICITE.

LES LIMITES DE CES TROIS PARAMETRES SONT

EDIF COMPRIS ENTRE 180. ET 270. MEV

EINEL COMPRIS ENTRE 0. ET 40. MEV

TETA COMPRIS ENTRE 6. ET 25. DEGRES

DIMENSION A1(5),A2(5),B(12,4)

DATA(((B(I,J),I=1,12),J=1,3)=

1 2,41342818E-01,-3,05713784E-03, 1,51854063E-05,-1,87536339E-08,
2 7,47268251E-02,-1,02944689E-03, 4,95504417E-06,-7,88417802E-09,
3 4,77031835E-01,-6,55559227E-03, 2,96670459E-05,-4,39185353E-08,
4 -2,62895175E-02, 3,42149581E-04,-1,48801146E-06, 2,12289340E-09,
5 -1,00933139E-02, 1,40197361E-04,-6,59299383E-07, 1,02206790E-09,
6 -4,53409331E-02, 6,20296652E-04,-2,78960729E-06, 4,10653211E-09,
7 6,08494775E-04,-7,97439337E-06, 3,46313198E-08,-4,91651153E-11,
8 2,86996627E-04,-3,99088514E-06, 1,85654762E-08,-2,84403782E-11,
9 5,26725794E-04,-7,28042989E-06, 3,30454145E-08,-4,89050558E-11)

DO 10 ME=1,4

A1(ME)=0,

10 A2(ME)=0,

TEST SUR LES VALEURS DES PARAMETRES

T=TETA

ED=EDIF

EI=EINEL

IF(ED,LT,180.,OR.ED,GT,270.) GO TO 2

IF(T,LT,6.,OR.T,GT,25.) GO TO 1

IF(EI,LT,0.,OR.EI,GT,40.) GO TO 3

T2=T*T

T3=T2*T

T4=T3*T

ED2=ED*ED

ED3=ED2*ED

ED4=ED3*ED

IF(EI,GT,20.) GO TO 4

I1=1

I2=5

E1=0,

E2=20,

GO TO 5

4 I1=5

I2=9

E1=20,

E2=40,

05/27/68

5 CONTINUE

L1=I1
L2=I1+1
L3=I1+2
L4=I1+3
M1=I2
M2=I2+1
M3=I2+2
M4=I2+3

CALCUL DES COEFFICIENTS A1(I),A2(I)

DO 6 J=1,3

A1(J)=B(L1,J)*ED+B(L2,J)*ED2+B(L3,J)*ED3+B(L4,J)*ED4

A2(J)=B(M1,J)*ED+B(M2,J)*ED2+B(M3,J)*ED3+B(M4,J)*ED4

6 CONTINUE

VA1=A1(1)*T2+A1(2)*T3+A1(3)*T4

VA2=A2(1)*T2+A2(2)*T3+A2(3)*T4

P=(E2-E1)/(E2-E1)

IF(VA1,EQ,VA2) GO TO 9

IF(VA2,GT,VA1) GO TO 7

DIF=VA1-VA2

PA=VA2+P*DIF

GO TO 8

7 DIF=VA2-VA1

PA=VA1+P*DIF

GO TO 8

9 PA=VA1

1 PRINT 100,TETA

GO TO 8

2 PRINT 101,EDIF

GO TO 8

3 PRINT 102,EINEL

8 RETURN

100 FORMAT(3X,*TETA EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE TETA =*,F5.2,///)

101 FORMAT(3X,*EDIF EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE EDIF=*,F6.2,///)

102 FORMAT(3X,*EINEL EN DEHORS DES LIMITES VALEUR DE EINEL=*,F6.2,///)

END

LEUR DE A(TETA)	44.58POUR EDIF=	180.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15,00 MEV ET POUR TETA =	10,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	57.53POUR EDIF=	200.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	10,00 MEV ET POUR TETA =	10,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	48.80POUR EDIF=	210.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15,00 MEV ET POUR TETA =	10,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	64.35POUR EDIF=	225.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15,00 MEV ET POUR TETA =	18,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	56.78POUR EDIF=	230.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15,00 MEV ET POUR TETA =	20,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	59.60POUR EDIF=	240.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	25,00 MEV ET POUR TETA =	15,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	29.29POUR EDIF=	245.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	37,00 MEV ET POUR TETA =	20,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	47.49POUR EDIF=	270.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	15,00 MEV ET POUR TETA =	10,0 DEGRES
LEUR DE A(TETA)	62.38POUR EDIF=	210.00 MEV ET UNE INELASTICITE DE	25,00 MEV ET POUR TETA =	15,0 DEGRES

LISTE DES REFERENCES

- 1) Measurement of the polarization parameter in (π^- -p) elastic scattering at 6,0 , 8,0 and 10,0 GeV/c.
M. Borghini et al.
Phys. Letters 21, 114, (1966)
- 2) Pion scattering from polarized target.
O. Chamberlain et al.
Phys. Letters 7, 293, (1963)
- 3) Au sujet des défauts de symétrie dans les mesures de polarisation.
J. Libert
Nucl. Inst. and Meth. 41, 348, (1966)
id. 44, 188, (1966)
id. 44, 199, (1966)
id. 46, 238, (1967)
- 4) Usefulness of polarized targets and the polarization transfer tensor in reconstruction of nucleon-nucleon Matrix scattering.
Schumacher et Bethe
Phys. Rev. 121, 15, (1961)
- 5) Thèse : "Sur la construction phénoménologique des états de diffusion du système quantique de deux Nucléons".
(Bruxelles 1961)
J. Naisse
Monographie IISN (1961) -
J. Naisse
- 6) Une mesure du paramètre de dépolarisation dans la diffusion proton-proton à 600 MeV.
M. Bourquin et al.
Helv. Phys. Acta 39, 579, (1966)
- 7) Proceedings of the international Symposium on Polarization phenomena of nucleon, Basel.
Helv. Phys. Acta Suppl. Vol 436 (1961)

- 8) Analyzing power of carbon for high energy polarized protons.

Z.V. Peterson

UCRL 10.622

- 9) Analyzing power of carbon for incident protons between 440 and 640 MeV.

R.D. Eandi et al.

UCRL 11.489

- 10) A determination of the β parameter as test of T-invariance in the charged decay mode of the Λ hyperon.

W.E. Cleland et al.

Phys.Letters 26B, 45, (1967)

- 11) Chambres à étincelles modulaires.

Gautschi, Heer, Renevey

Helv.Phys.Acta 38, 662, (1965)

- 12) Portes logiques rapides pour la fonction "et".

D. Maeder

Nucl. Inst. and Meth.31, 349, (1964)

- 13) Travail de diplôme (non publié).

J. Laplace

Lab. de Physique Nucléaire
Expérimentale de l'Université
de Genève.

- 14) Travail de diplôme (non publié)

G. Revillard

Lab. de Physique Nucléaire
Expérimentale de l'Université
de Genève.

- 15) Repères lumineux pour chambres à étincelles.

J.F. Renevey

Rapport interne LPNEUG 66.01
(non publié).

- 16) Construction of polarized beam with both spin orientation
at CERN- Synchrocyclotron.

G.Coignet et al.

Nuovo Cimento 43, 701, (1966)

- 17) Theory of proposed reactions involving polarized protons.

Wolfenstein

Phys.Rev. 75, 1664, (1948)

- 18) J.W. Gardner et D. Whiteside

NIRL/M/44 (1963)

- 19) Mathematical Methods of Statistics.

H. Cramer

Princeton University Press
(Princeton, 1961)

- 20) A general program for statistical analysis using the
"maximum likelihood method". "Malik" program

F. Grard

UCRL 10.153

- 21) The measurement of spark chamber films at CERN, using LUCIOLE.

T.F. Anderson et al.

Proceeding of the 1967 international conference on programming
for Flying spot device (Munich,
January 1967).

- 22) Polarisierte Nucleonen.

H. Faisser

Ergebnisse der Exakten Natur-
wissenschaften, Vol. XXXII- 1959.

- 23) NSS Report No. 39

Publ. 1133 p. 149

- 24) Maximum likelihood and Least Squares theory.

D.J. Hudson

CERN 64-18.

25) Elementary Theorie of nuclear shell structure

M.G. Mayer et J.H.D. Jensen

New-York. Wiley et London (Chapman 1955)

26) Polarization of high energy protons scattered by nuclei.

E. Fermi

Nuov. Cim. X 4, 407, (1954)

27) Interaction of radiations with matter.

R.M. Sternheimer

dans "Methods of experimental physics"

Vol. 5 Nuclear Physics (1961)

Academic Press-New-York

28) Analysis of the small-angle elastic scattering of high energy protons by carbon.

W. Heckrotte

Phys. Rev. 101, 1406, (1956)

